

強相関電子系におけるフェルミ液体論と近藤効果

東北大理 楠瀬博明

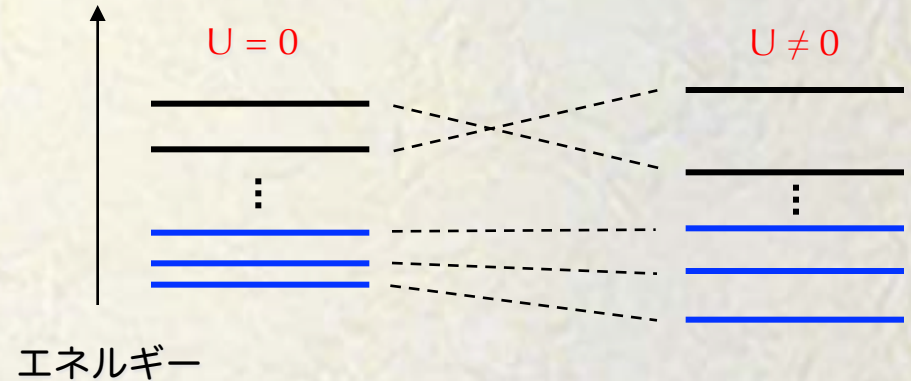
1. フェルミ液体論
現象論
グリーン関数との関係
2. 重い電子系のフェルミ液体論
アンダーソン格子模型
準粒子バンド
1 粒子スペクトルと準粒子バンド
3. 近藤効果
局所フェルミ液体
磁気モーメントと揺らぎ：オリジナル近藤効果
近藤効果の解釈：全体像
特異な近藤効果（四極子近藤効果、強結合電子格子相互作用系）
4. 展望

$$\hbar = k_B = 1$$

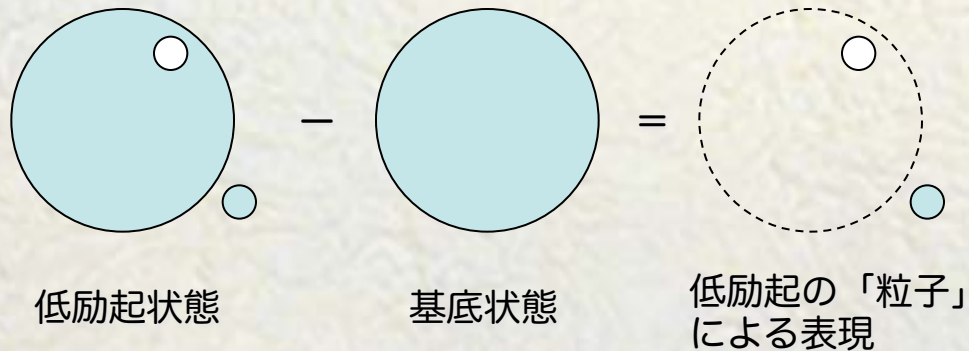
フェルミ液体論

断熱接続 ... 準位交差なし

低エネルギーで1対1対応



フェルミ気体の低エネルギー励起
= 「粒子」の分布



$$n(k, \sigma) - n_0(k, \sigma) = \delta n(k, \sigma)$$

フェルミ液体の低エネルギー励起
= **準粒子**の分布



準粒子、有効質量、相互作用

全エネルギー：準粒子分布 δn で展開

$$E = E_0 + \sum_{k\sigma} \epsilon_{k,\sigma} \delta n(k, \sigma) + \frac{1}{2} \sum_{kk'\sigma\sigma'} f(k\sigma; k'\sigma') \delta n(k, \sigma) \delta n(k', \sigma') + O(\delta n)^3$$

自由な準粒子のエネルギー

$$\epsilon_{k\sigma} = \epsilon_F^* + \frac{k_F}{m^*} \cdot (k - k_F) + \dots$$

繰り込まれた
フェルミエネルギー

有効質量

k_F : 不変(密度)、Luttingerの定理

分子場中の準粒子のエネルギー

$$\tilde{\epsilon}_{k\sigma} = \epsilon_{k\sigma} + \phi - \mu_B \sigma h$$

$$\phi = \bar{\chi}_c^{-1} F_0^s \delta n, \quad \delta n = \sum_{k\sigma} \delta n(k, \sigma) \quad \text{ハートリーポテンシャル}$$

$$h = -\bar{\chi}_s^{-1} F_0^a \delta \sigma, \quad \delta \sigma = \mu_B \sum_{k\sigma} \sigma \delta n(k, \sigma) \quad \text{ワイス型分子場}$$

準粒子間の相互作用

フェルミ面近傍

スピンの相対的な向き

波数ベクトルの相対的な向き

$$\begin{aligned} F^{s,a}(k, k') &= \rho_F [f(k\sigma; k'\sigma) \pm f(k\sigma; k' - \sigma)] \\ &= \sum_{\ell=0}^{\infty} F_{\ell}^{s,a} P_{\ell}(\hat{k}_F \cdot \hat{k}'_F) \end{aligned}$$

F_0^s : スピン平行、等方的

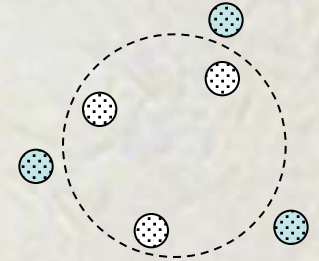
F_0^a : スピン反平行、等方的

比熱、電荷感受率、帯磁率

比熱： $\delta n = \delta \sigma = 0$... 分子場なし

= 質量 m^* の自由電子の比熱

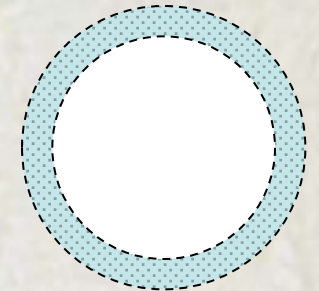
$$C = \frac{m^*}{m} C_0$$



電荷感受率（圧縮率）： $\delta \mu \rightarrow \delta n$... ハートリー場

= 質量 m^* + ハートリー場

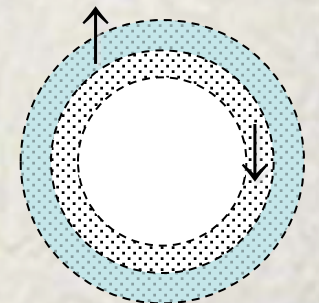
$$\chi_c = \frac{\partial n}{\partial \mu} = \frac{(m^*/m)\chi_{c0}}{1 + F_0^s}$$



帯磁率： $H \rightarrow \delta \sigma$... ワイス分子場

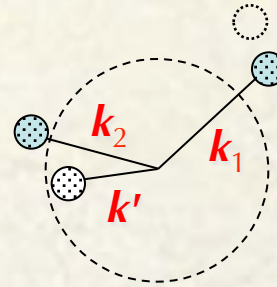
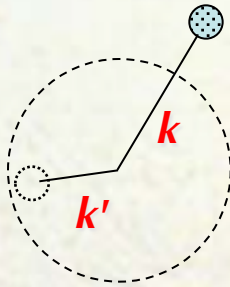
= 質量 m^* + ワイス分子場

$$\chi_s = \frac{\partial \sigma}{\partial H} = \frac{(m^*/m)\chi_{s0}}{1 + F_0^a}$$



準粒子の寿命

準粒子間の散乱による寿命



運動量保存則
エネルギー保存則

低エネルギーではパウリ原理により、著しく制限される

3次元

散乱確率 $\gamma_k \sim \xi_k^2$

準粒子のエネルギー $|\xi_k| \gg \xi_k^2$

準粒子による記述が十分意味を持つ

cf. 1次元 : $\gamma_k \sim |\xi_k|$

グリーン関数

遅延グリーン関数

1 粒子スペクトル ... ARPES

$$G(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{\omega - \xi_{\mathbf{k}}^{(0)} - \Sigma(\mathbf{k}, \omega)} = \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{A(\mathbf{k}, x)}{\omega - x + i\delta} \quad \int_{-\infty}^{\infty} dx A(\mathbf{k}, x) = 1$$

自由電子の
エネルギー 多体効果
 による補正

状態密度

$$\rho(x) = \sum_{\mathbf{k}} A(\mathbf{k}, x)$$

自由電子 $A(\mathbf{k}, x) = \delta(x - \xi_{\mathbf{k}}^{(0)})$

準粒子 $A(\mathbf{k}, x) = \frac{z_{\mathbf{k}}}{\pi} \frac{\gamma_{\mathbf{k}}}{(x - \xi_{\mathbf{k}})^2 + \gamma_{\mathbf{k}}^2} \quad \longrightarrow \quad G(\mathbf{k}, \omega) = \frac{z_{\mathbf{k}}}{\omega - \xi_{\mathbf{k}} + i\gamma_{\mathbf{k}}}$

重み z 、幅 γ のローレンツ型

$$\psi(t) \sim e^{-\gamma_{\mathbf{k}} t} e^{-i\xi_{\mathbf{k}} t}$$

準粒子

自己エネルギーをフェルミ準位 ($\omega=0$) 近傍で展開

$$\Sigma(k, \omega) \sim \Sigma'(k_F, 0) + \left. \frac{\partial \Sigma'}{\partial \omega} \right|_{\omega=0} \omega + \frac{\partial \Sigma'}{\partial k_F} \cdot (k - k_F) + i \Sigma''(k_F, \omega)$$

$$\longrightarrow G(k, \omega) = \frac{z_k}{\omega - \xi_k + i\gamma_k} + G_{\text{inc}}(k, \omega)$$

準粒子部分
インコヒーレント部分

粒子の運動量分布

繰り込み因子

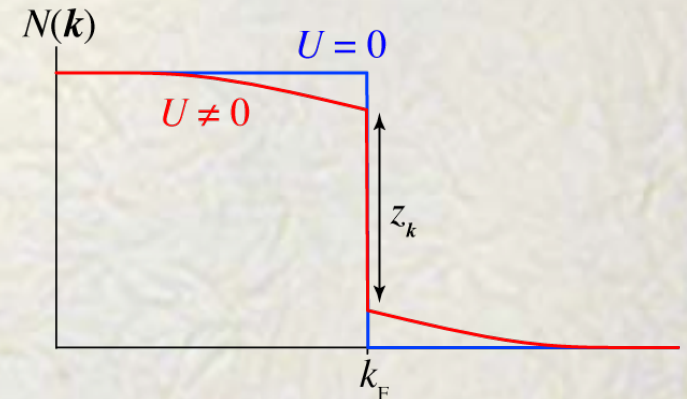
$$z_k = \left[1 - \left. \frac{\partial \Sigma'}{\partial \omega} \right|_{\omega=0} \right]^{-1}$$

準粒子バンド

$$\xi_k = z_k \left[\xi_k^{(0)} + \Sigma'(k_F, 0) + \frac{\partial \Sigma'}{\partial k_F} \cdot (k - k_F) \right]$$

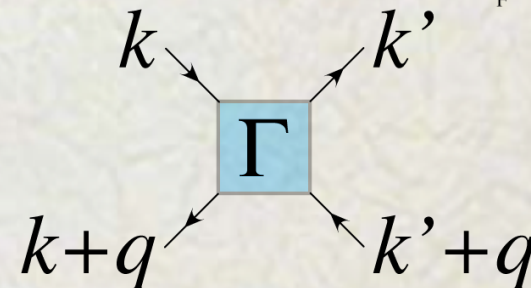
寿命

$$\gamma_k = -z_k \Sigma''(k_F, \xi_k)$$

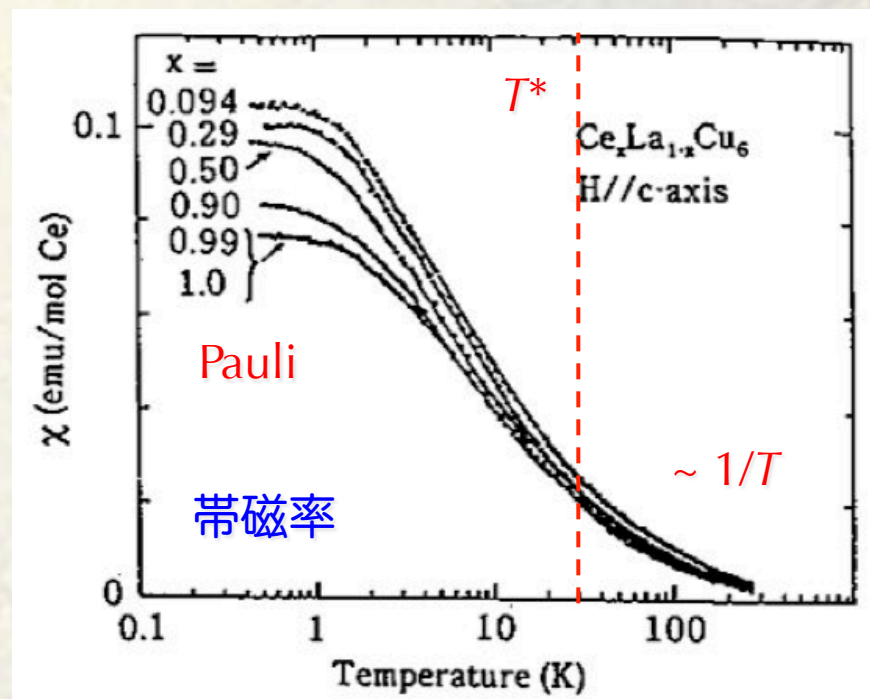
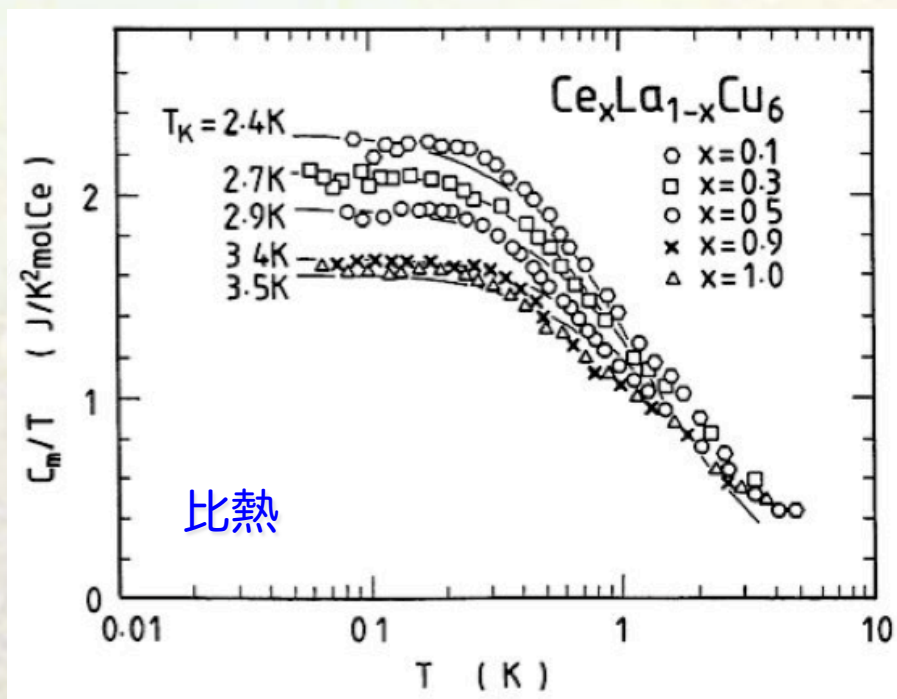


準粒子間相互作用

$$f(\hat{k}_F \sigma; \hat{k}'_F \sigma') = z_{k_F}^2 \Gamma_{\sigma\sigma'}(\hat{k}_F 0, \hat{k}'_F 0; q\epsilon) \Big|_{|q|/\epsilon \rightarrow 0}$$



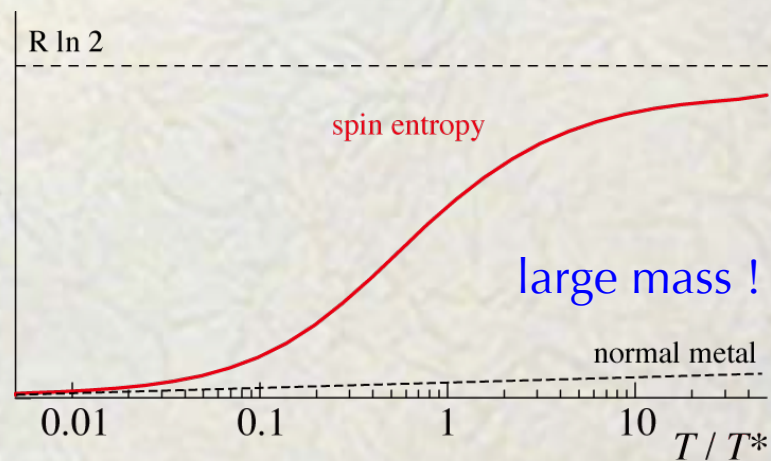
重い電子系



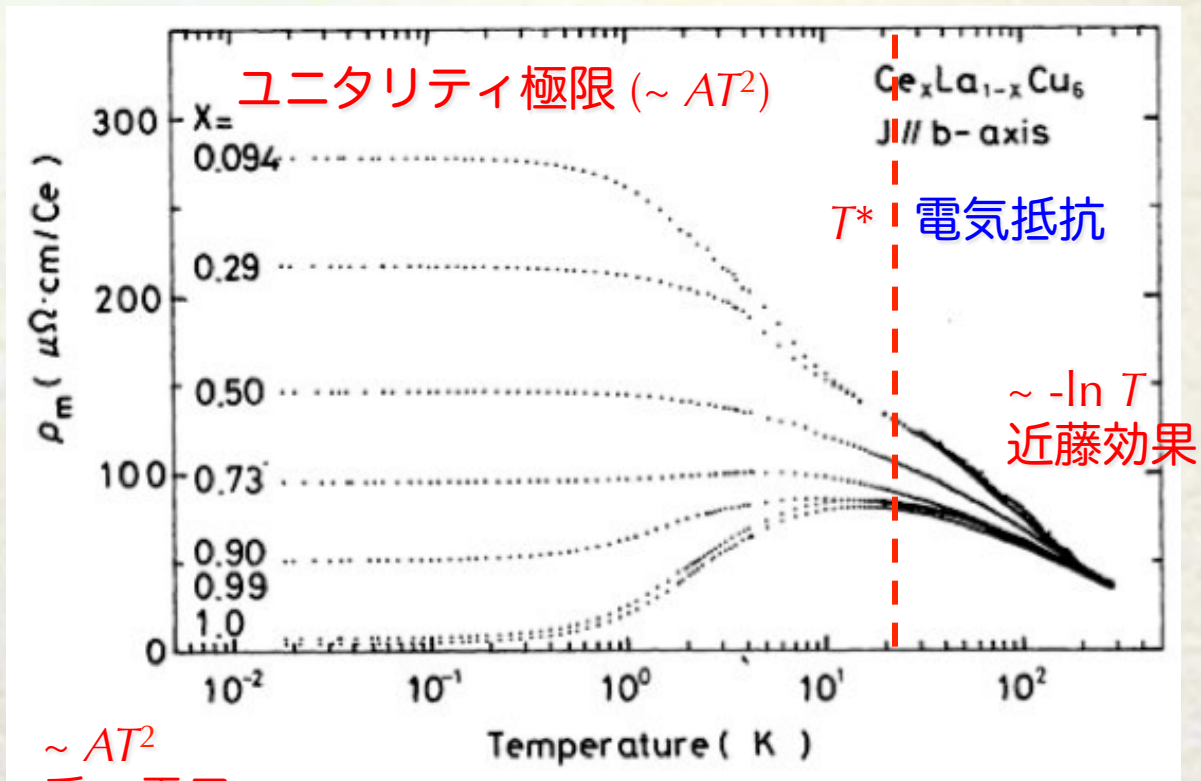
0 $T^* \sim 30$ K T

重い電子 (FL)
 $m^*/m \sim 1,000$

孤立局在スピ
 近藤効果



重い電子系



$\sim AT^2$
重い電子

Kadowaki-Woods則

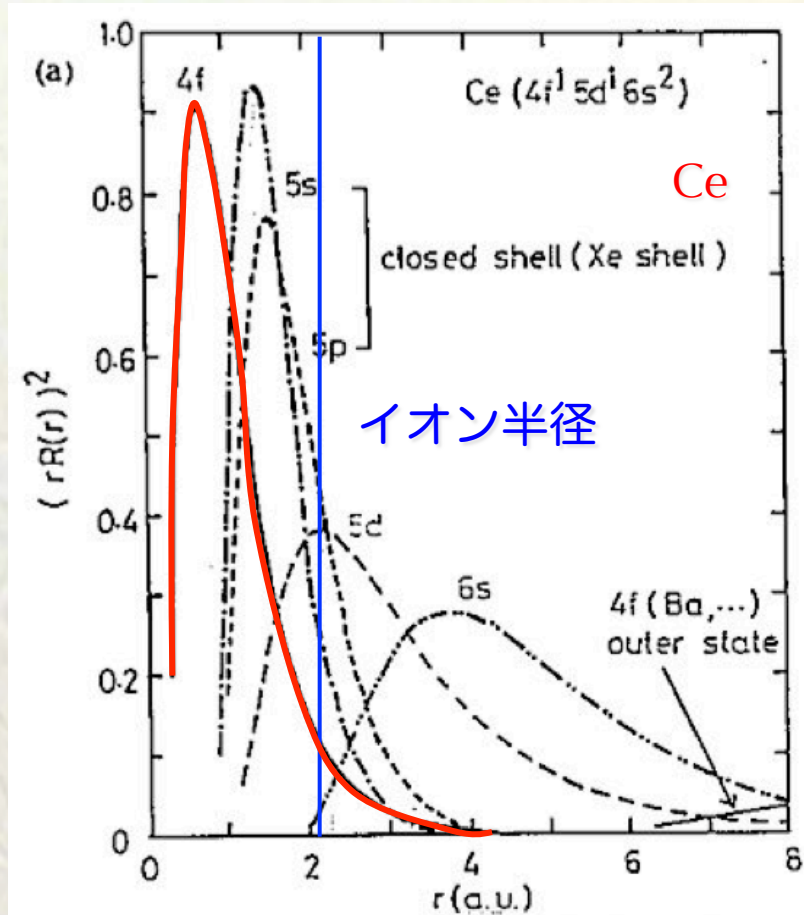
$A / \gamma^2 \sim 0.4 \times 10^{-6} \mu\Omega \text{cm} (\text{mole K/mJ})^2 \dots$ 強相関係の値

Wilson比

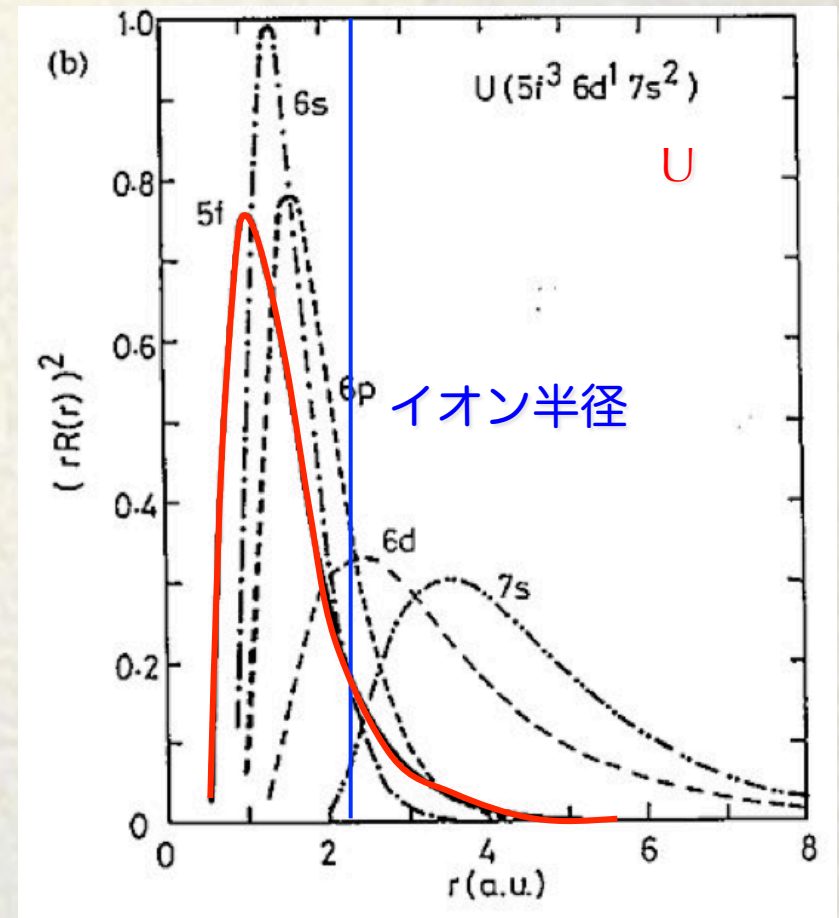
$(\chi / \gamma) / (\chi_0 / \gamma_0) \sim O(1)$

重い電子系の基本模型

Ce (4f), U(5f)の原子波動関数

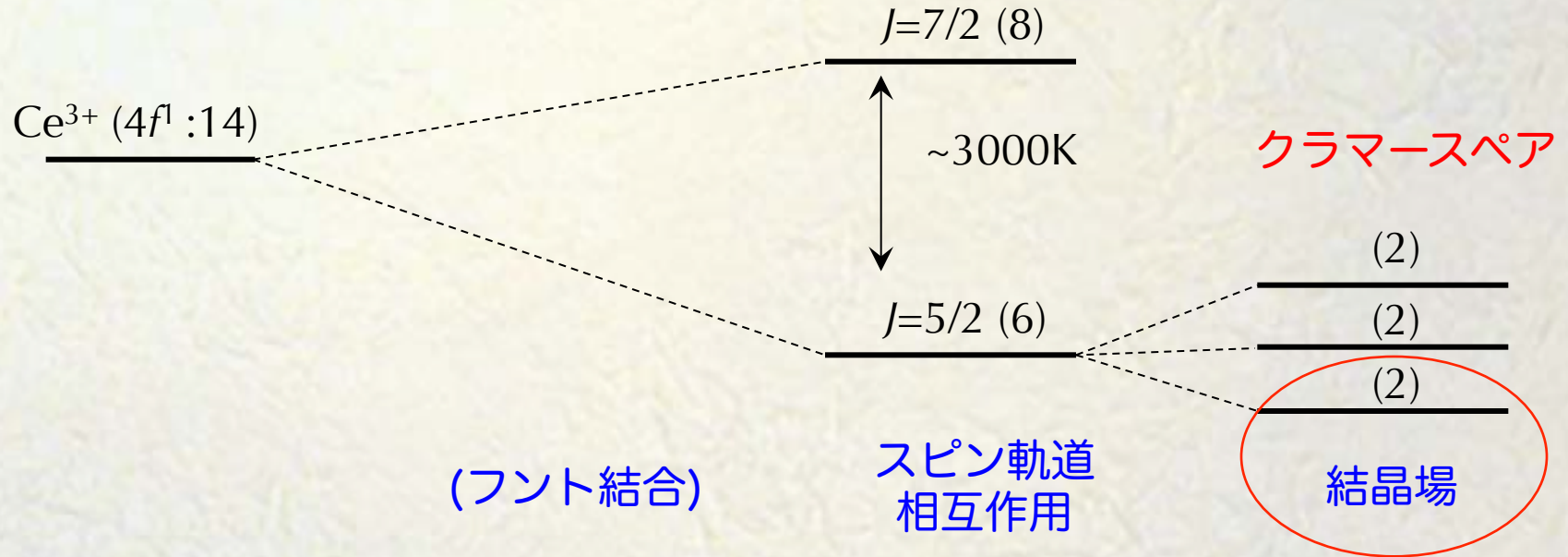


4f: 局在性がかなりよい、長いすそ



5f: 局在性がまあよい、長いすそ

局所相関と結晶場



周期的アンダーソン模型

$$H = \sum_{k\sigma} \left[\xi_k^{(c)} c_{k\sigma}^\dagger c_{k\sigma} + E_f^{(0)} f_{k\sigma}^\dagger f_{k\sigma} + V_k^{(0)} (c_{k\sigma}^\dagger f_{k\sigma} + \text{h.c.}) \right] + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}, \quad n_{i\sigma} = f_{i\sigma}^\dagger f_{i\sigma}$$

伝導電子
 f 結晶場準位
 c - f 混成
 f クーロン相互作用

フェルミ液体論

グリーン関数

$$\hat{G}(\mathbf{k}, \omega) = \begin{bmatrix} \omega - E_f^{(0)} - \Sigma_f(\mathbf{k}, \omega) & -V_k^{(0)} \\ -V_k^{(0)} & \omega - \xi_k^{(c)} \end{bmatrix}^{-1} \begin{matrix} f \\ c \end{matrix}$$



$$G_{ff}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{\omega - E_f^{(0)} - \Sigma_f(\mathbf{k}, \omega) + |V_k^{(0)}|^2 / (\omega - \xi_k^{(c)})}$$
$$\sim \frac{z}{\omega - E_f + |V_k|^2 / (\omega - \xi_k^{(c)}) + i\gamma_k}$$

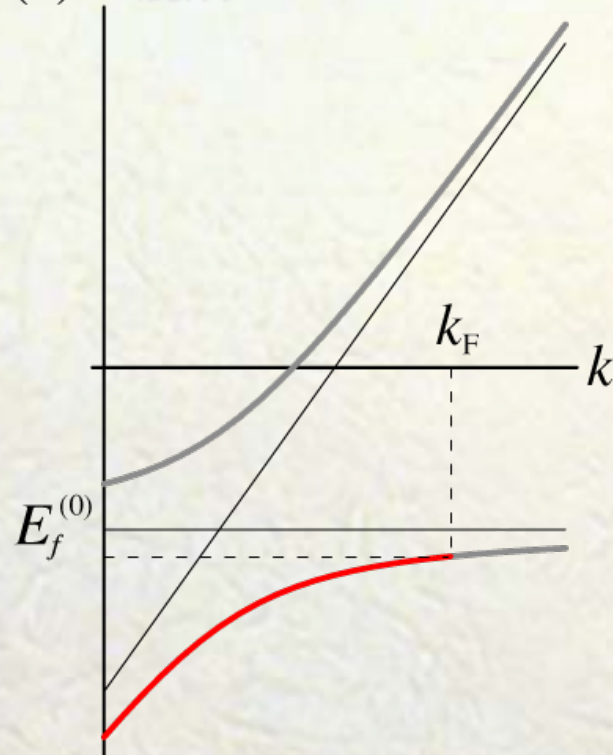
c - f 混成の繰り込み $V_k = \sqrt{z} V_k^{(0)}$

f 準位の繰り込み (シフト) $E_f = z [E_f^{(0)} + \Sigma'_f(\mathbf{k}, 0)]$

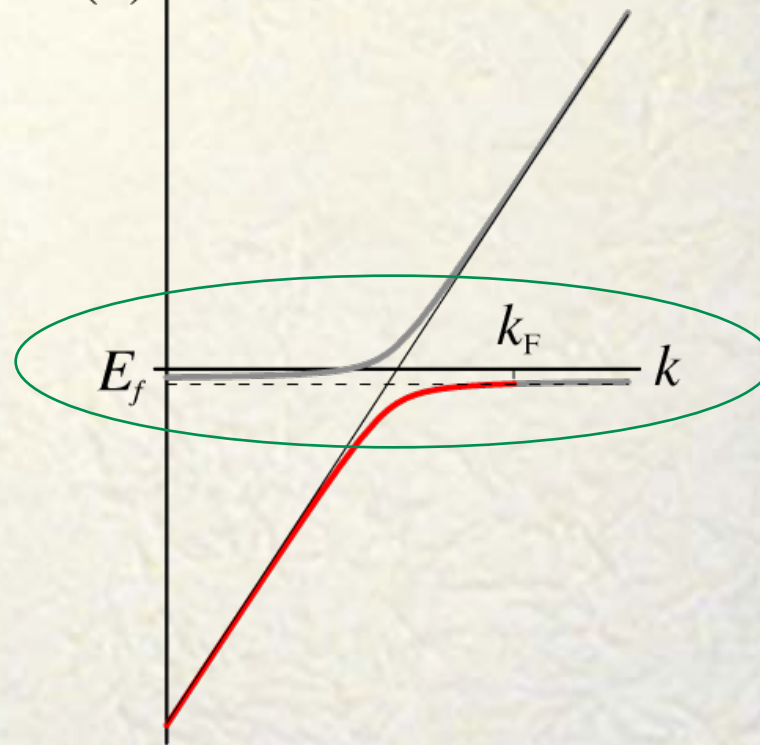
準粒子バンド $E_k^\pm = \frac{1}{2} \left[E_f + \xi_k^{(c)} \pm \sqrt{(E_f - \xi_k^{(c)})^2 + 4|V_k|^2} \right]$

混成バンドと準粒子バンド

(a) 混成バンド



(b) 準粒子バンド



ハートリー
ポテンシャル

準粒子バンドに
おける f の重み

$$W_{k_F}^{\pm} = \left[1 + \frac{|V_{k_F}|^2}{(E_{k_F}^{\pm} - \xi_{k_F}^{(c)})^2} \right]^{-1} \sim 1$$



f 電子が遍歴性を
担っている

1 粒子スペクトルと準粒子

準粒子描像: $\omega, T \ll T^*$

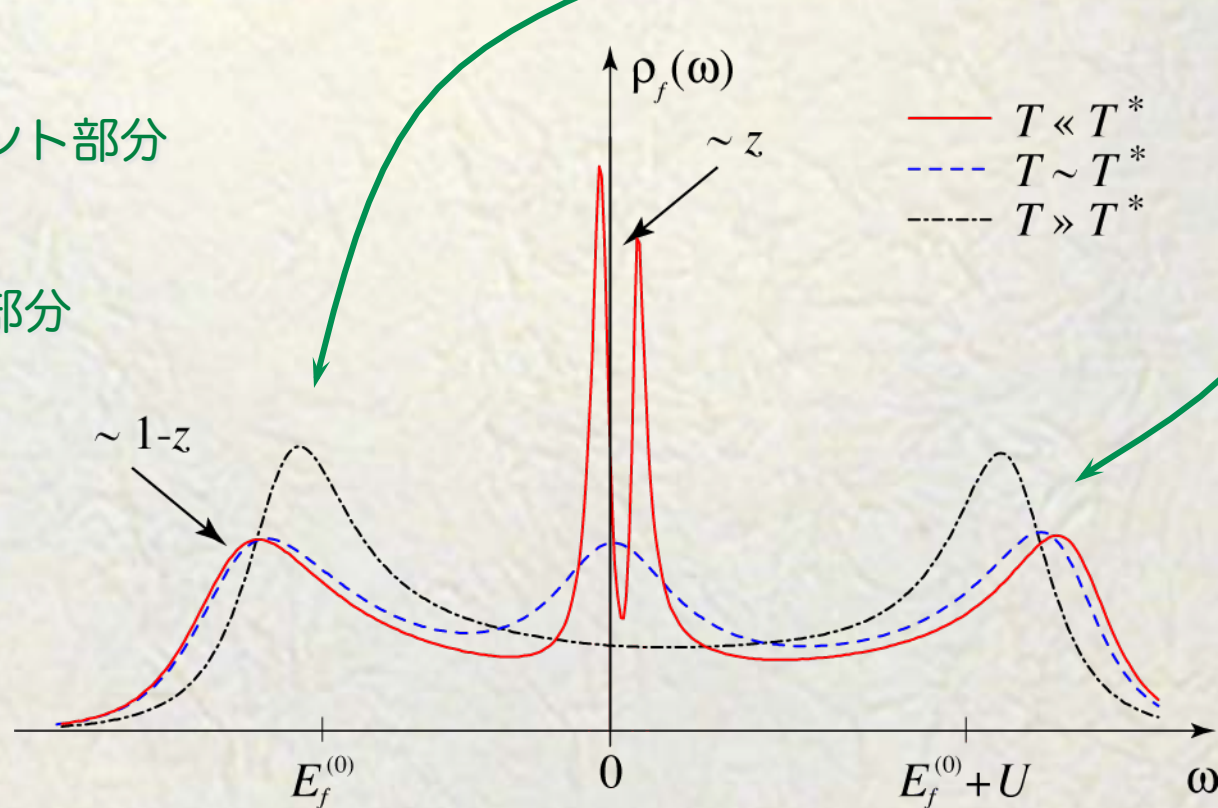
$\omega, T \gg T^*$

→ 局在描像: $V \sim 0$

$$G_{ff\sigma}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1 - \langle n_{i-\sigma} \rangle}{\omega - E_f^{(0)} + i\delta} + \frac{\langle n_{i-\sigma} \rangle}{\omega - (E_f^{(0)} + U) + i\delta}$$

インコヒーレント部分
局在スピン

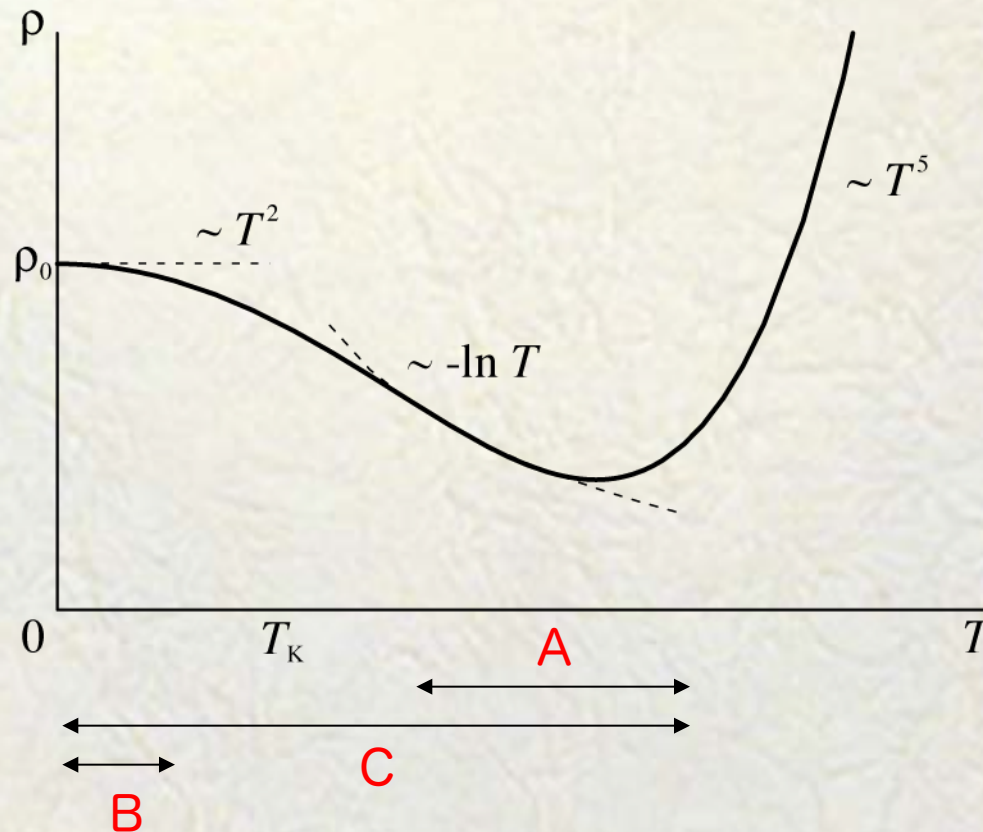
コヒーレント部分
準粒子



近藤効果

歴史的順序

- 近藤効果A： 抵抗極小現象 $\rho(T) \sim -\ln T$
- 近藤効果B： 基底1重項（局所フェルミ液体）
- 近藤効果C： $A \rightarrow B$ の推移過程すべて



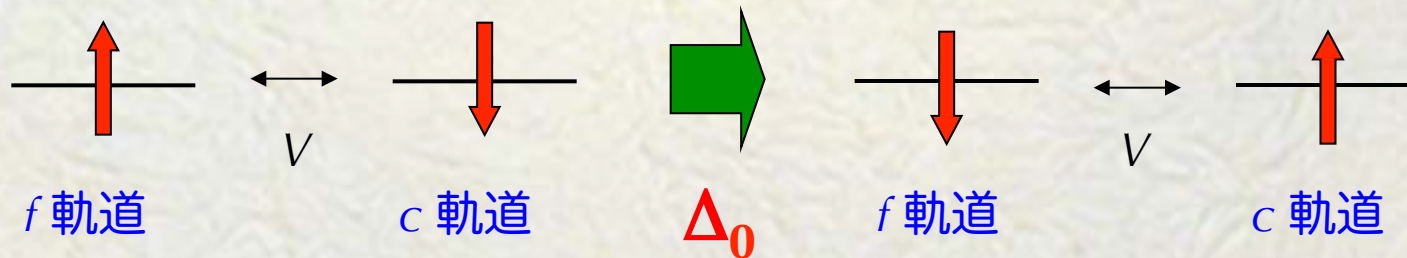
近藤効果B (1重項)

アンダーソン模型

$$H = \sum_{k\sigma} \left[\xi_k^{(c)} c_{k\sigma}^\dagger c_{k\sigma} + V_k^{(0)} (c_{k\sigma}^\dagger f_\sigma + \text{h.c.}) \right] + \sum_{\sigma} E_f^{(0)} f_\sigma^\dagger f_\sigma + U n_\uparrow n_\downarrow$$

$$G_{ff}(\omega) \sim \frac{1}{\omega - E_f^{(0)} - \Sigma_f(\omega) + i\Delta_0}, \quad \Delta_0 = \pi \rho_c \langle |V_k^{(0)}|^2 \rangle$$

$$E_f^{(0)} = U = 0$$



$T \gg \Delta_0$: 局在スピン (スナップショット) ... キュリー帯磁率 μ_{eff}^2 / T

$T \ll \Delta_0$: 1重項 (長時間平均) ... パウリ帯磁率 $\mu_{\text{eff}}^2 / \Delta_0$

近藤効果B (1重項)

$$-E_f^{(0)} = U/2 \gg 1 \text{ (近藤極限)}$$

$$G_{ff}(\omega) \sim \frac{z}{\omega - E_f + i\Delta}$$

$$E_f = z \left[E_f^{(0)} + \Sigma'_f(0) \right] \sim 0 \quad \Sigma'_f(0) \sim U \langle n_{-\sigma} \rangle = U/2 : \text{ハートリー項}$$

$$\Delta = z \left[\Delta_0 - \Sigma''_f(\omega) \right] \sim z\Delta_0 \quad \Sigma''_f(\omega) \sim 0 : \text{フェルミ液体}$$

$T_K = \Delta$: 繰り込まれたスピン揺らぎのエネルギースケール

$T \ll T_K$ でスピン1重項、 $\omega \sim 0$ に鋭い共鳴ピーク

$T \gg T_K$ で局在スピン描像、キュリー帯磁率

局在スピンの発生

$\xrightarrow{\hspace{10em} U/\Delta_0 \hspace{10em}}$
 局在スピンなし 局在スピンあり

平均場 $Un_{\uparrow}n_{\downarrow} \rightarrow Un_{\sigma}\langle n_{-\sigma} \rangle \Leftrightarrow \Sigma_{f\sigma}(\omega) = U\langle n_{-\sigma} \rangle$

自己無撞着方程式 $\langle n_{\sigma} \rangle = \frac{1}{\pi} \cot^{-1} \left[\frac{E_f^{(0)} + U\langle n_{-\sigma} \rangle}{\Delta_0} \right]$



$$E_f^{(0)} + U/2 = 0$$

$$m = \frac{1}{2}(\langle n_{\uparrow} \rangle - \langle n_{\downarrow} \rangle)$$

$$\tan(\pi m) - \frac{Um}{\Delta_0} = 0$$

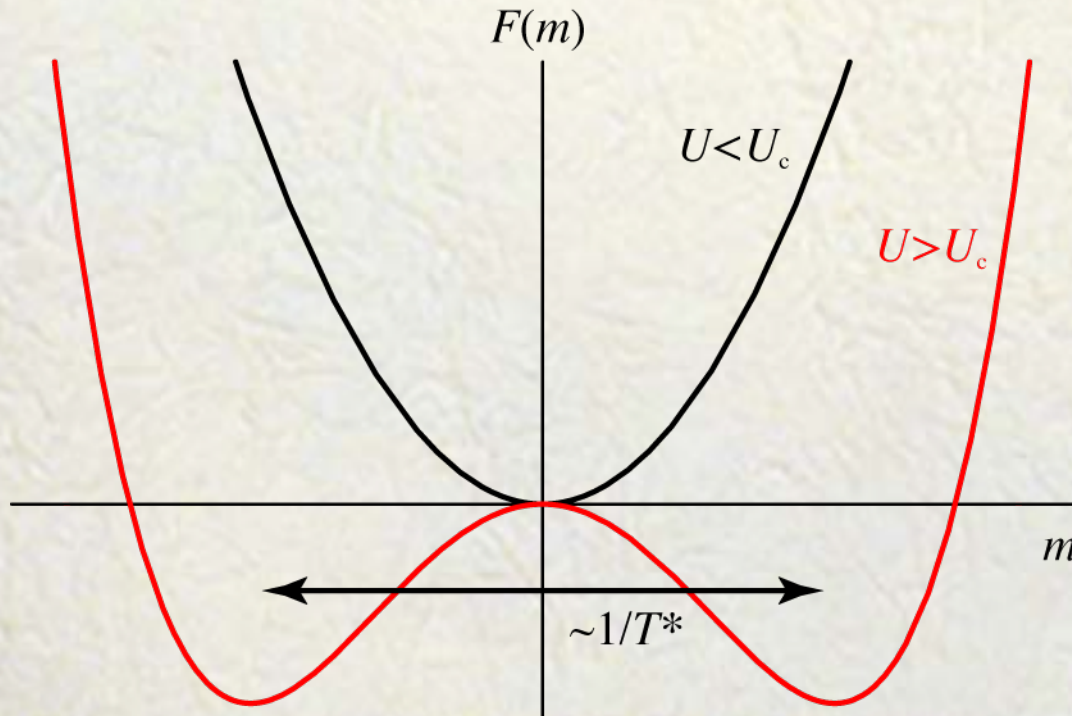
$U > U_c = \pi\Delta_0$ 局在スピン発生！

局在スピンの発生と揺らぎ

「自由エネルギー」

$$F(m) = -\frac{U_c}{\pi^2} \ln \cos(\pi m) - \frac{U}{2} m^2$$
$$\sim U_c \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{U}{U_c} \right) m^2 + \frac{\pi^2}{12} m^4 \right]$$

$$\tan(\pi m) - \frac{Um}{\Delta_0} = 0$$
$$\Rightarrow \frac{dF}{dm} = 0$$



平均場 ... スナップショット
高温描像

低温：揺らぎが重要！

近藤模型と近藤効果 A

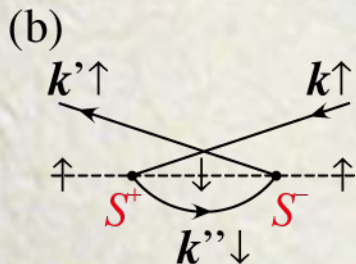
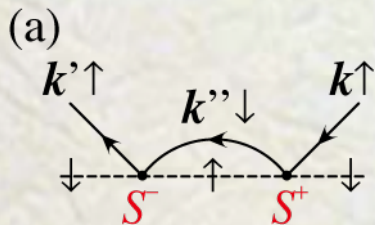
近藤極限の有効ハミルトニアン ... c - f 交換 (近藤) 模型

$$H = \sum_{k\sigma} \xi_k^{(c)} c_{k\sigma}^\dagger c_{k\sigma} + \sum_{k'k} J s(k', k) \cdot S \quad J = 8 \langle |V_k^{(0)}|^2 \rangle / U > 0$$

伝導電子の散乱振幅

Born近似 $T(k', k) = J$ 温度依存性なし

第2 Born近似



$$T_a(k', k) = \left\langle k' \uparrow \left| \sum_{k''} \frac{\left(\frac{J}{2} S^- c_{k'\uparrow}^\dagger c_{k''\downarrow} \right) \left(\frac{J}{2} S^+ c_{k''\downarrow}^\dagger c_{k\uparrow} \right)}{-|\xi_{k''}^{(c)}|} \right| k \uparrow \right\rangle$$

$$T_b(k', k) = \left\langle k' \uparrow \left| \sum_{k''} \frac{\left(\frac{J}{2} S^+ c_{k''\downarrow}^\dagger c_{k\uparrow} \right) \left(\frac{J}{2} S^- c_{k'\uparrow}^\dagger c_{k''\downarrow} \right)}{|\xi_{k''}^{(c)}|} \right| k \uparrow \right\rangle$$



$$T_{a+b}(k', k) = \frac{J^2}{4} [S^+, S^-] \sum_{k''} \frac{\langle c_{k''\downarrow} c_{k''\downarrow}^\dagger \rangle}{|\xi_{k''}^{(c)}|} = \frac{J^2}{4} [S^+, S^-] \rho_c \ln \left(\frac{D}{T} \right)$$

近藤効果 A と摂動論の破綻

第2 Born近似の電気抵抗

$$\rho(T) = \rho_B \left[1 + 2\rho_c J \ln\left(\frac{D}{T}\right) \right]$$
$$\sim \rho_B \left(\frac{J_{\text{eff}}(T)}{J} \right)^2$$

$$\rho_B = \rho_s [\rho(\pi\rho_c J/2)]^2 S(S+1)$$

$$\rho_s = 4\pi/ne^2 k_F \quad \begin{array}{l} s \text{ 波散乱の} \\ \text{ユニタリティ極限值} \end{array}$$

$$J_{\text{eff}}(T) = J[1 + \rho_c J \ln(D/T)]$$

$T_K = D \exp[-1/\rho_c J]$ で第1項と第2項が同程度の大きさ



高次項の必要性

最強発散項近似

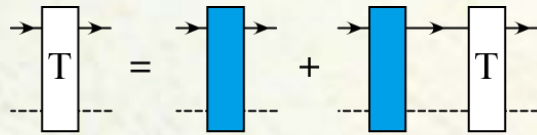
$$J_{\text{eff}}(T) = \frac{J}{1 - \rho_c J \ln(D/T)}$$

$T = T_K$ で $J_{\text{eff}}(T)$ が発散!
1重項の形成を示唆

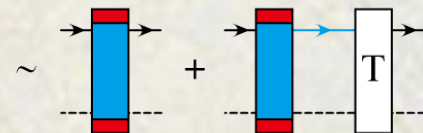
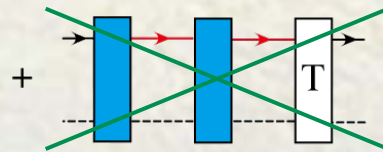
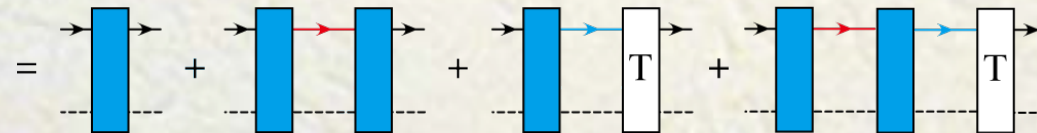
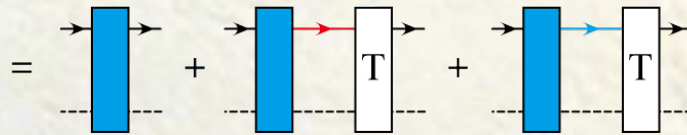
注) $J < 0$ の強磁性的な相互作用の場合、 $J_{\text{eff}}(T) \rightarrow 0$ ($T \rightarrow 0$)

スケーリング方程式

$J \rightarrow J_{\text{eff}}(T)$: poor man's scaling

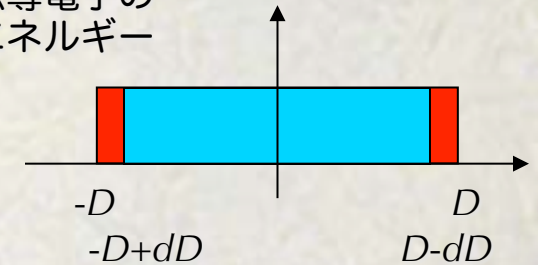


$\rightarrow =$ → high energy: $D-dD < |\xi_k| < D$
→ low energy: $|\xi_k| < D-dD$



$$T(\omega) = J + J \frac{1}{\omega - H} T(\omega)$$

伝導電子の
エネルギー



$$J_{\text{eff}}(D-dD) = J_{\text{eff}}(D) + J_{\text{eff}}^2(D) \frac{\rho_c dD}{D}$$



$$\frac{dJ_{\text{eff}}(D)}{d \ln D} = -\rho_c J_{\text{eff}}^2(D)$$

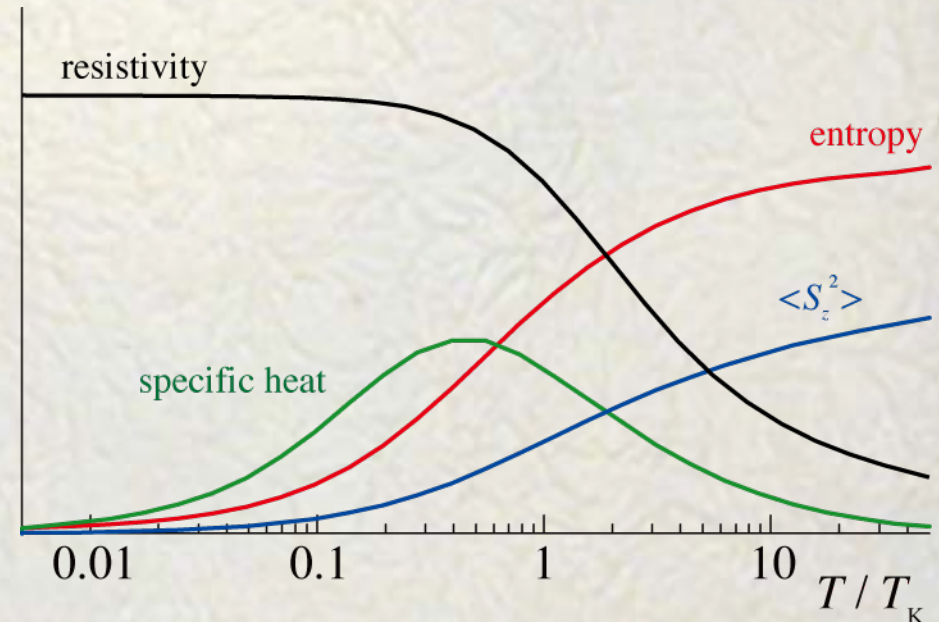
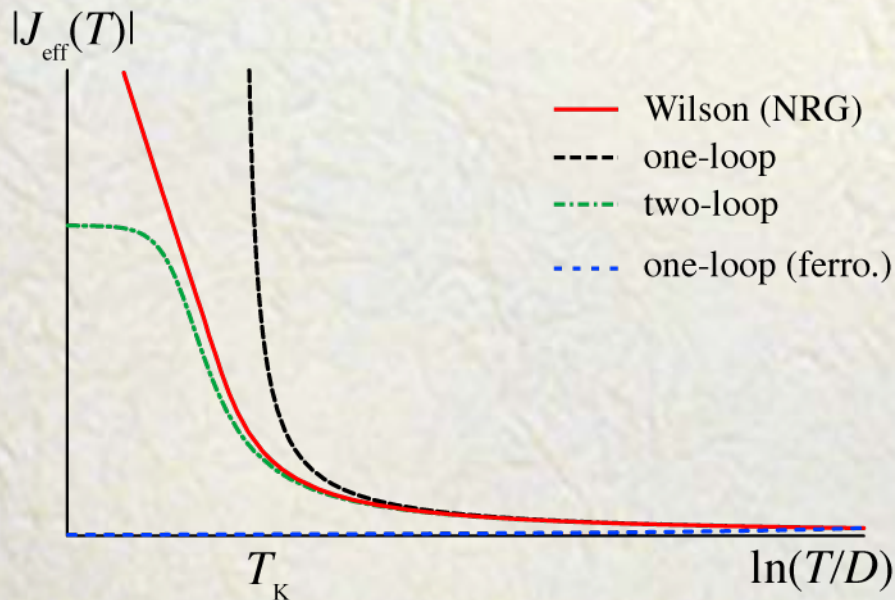
スケーリングによる解釈

最強発散項 (one-loop)

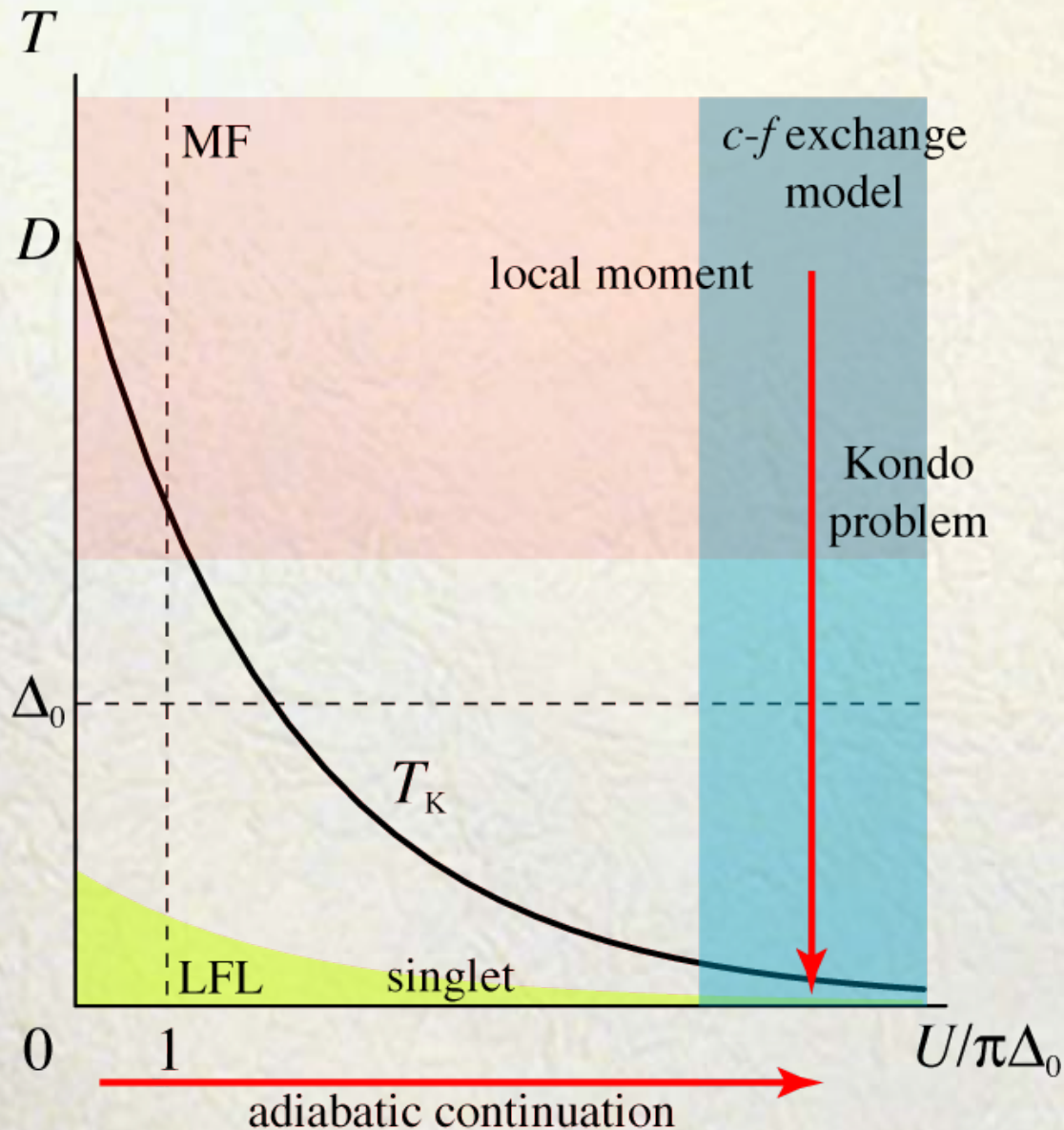
$$\frac{dJ_{\text{eff}}(D)}{d \ln D} = -\rho_c J_{\text{eff}}^2(D) \quad \Rightarrow \quad J_{\text{eff}}(T) = \frac{J}{1 - \rho_c J \ln(D/T)}$$

第2発散項 (two-loop)

$$\frac{dJ_{\text{eff}}(D)}{d \ln D} = -\rho_c J_{\text{eff}}^2(D) + \frac{1}{2} \rho_c^2 J_{\text{eff}}^3(D) \quad \Rightarrow \quad \begin{aligned} \rho_c J_{\text{eff}}(T_K) &= 1 \\ T_K &= \sqrt{\frac{\rho_c J}{2}} D \exp[-1/\rho_c J] \end{aligned}$$



アンダーソン模型から見た近藤効果



平均場 : $T \gg \Delta_0$
 $\langle \mathbf{S}^2 \rangle \sim S(S+1)$

c-f 交換模型 : $U / \pi\Delta_0 \gg 1$

局所フェルミ液体 : $T \ll T_K$
 断熱接続、厳密な関係式

近藤問題 → 観測量

低次摂動論、弱相関近似 $\ll$ LFL

マルチチャンネル近藤問題

マルチチャンネル近藤模型

$$H = \sum_{m=1}^{n_c} \left[\sum_{k\sigma} \xi_k^{(c)} c_{km\sigma}^\dagger c_{km\sigma} + J \sum_{k'k} s_m(k', k) \cdot S \right]$$



不完全遮蔽 (underscreening) $n_c < 2S$

$$S' = S - n_c/2 + \text{伝導電子 (弱い強磁性的結合)}$$

過剰遮蔽 (overscreening) $n_c > 2S$

非フェルミ液体的なベキ依存性

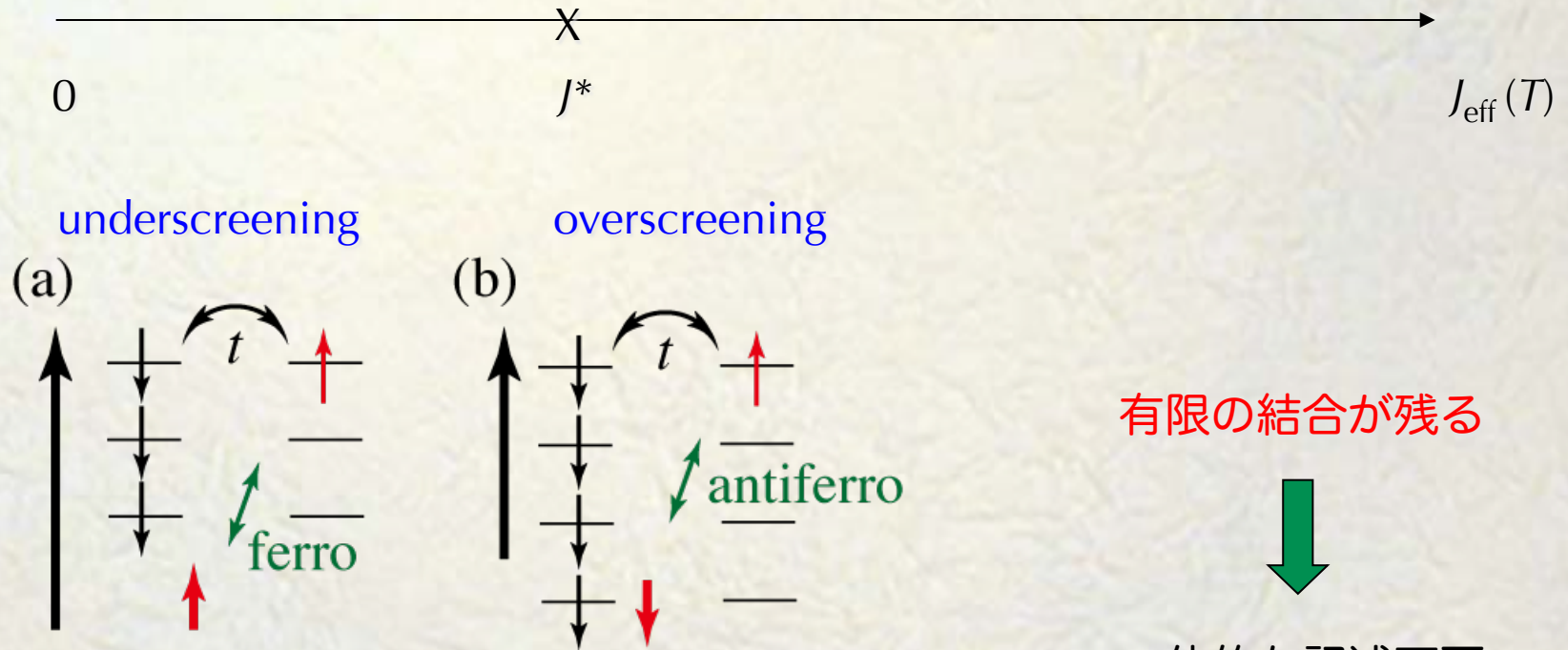
残留エントロピー存性

$$\rho(T) - \rho_0 = \alpha (T/T^*)^{2/(n_c+2)}$$

$$S(0) = \ln \frac{\sin [(2S + 1)\pi/(n_c + 2)]}{\sin [\pi/(n_c + 2)]} \neq 0$$

$$C(T)/T, \chi(T) \propto \begin{cases} \ln(T^*/T) & n_c = 2 \\ (T/T^*)^{-(n_c-2)/(n_c+2)} & n_c > 2 \end{cases}$$

非フェルミ液体的振る舞いの原因



有限の結合が残る



一体的な記述不可
NFL的振る舞い

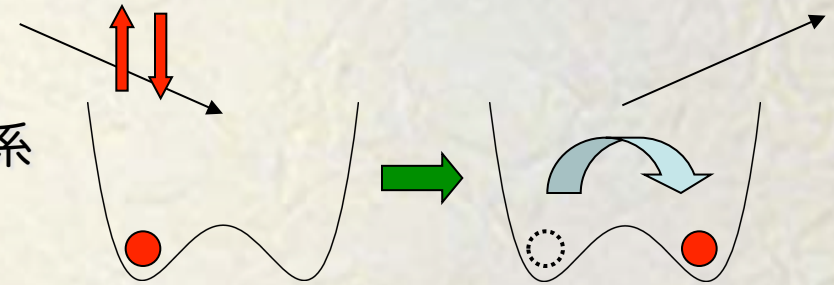
$$\frac{dJ_{\text{eff}}(D)}{d \ln D} = -\rho_c J_{\text{eff}}^2(D) + \frac{n_c}{2} \rho_c^2 J_{\text{eff}}^3(D)$$

$$\rho_c J_{\text{eff}}(T) \rightarrow 2/n_c = \rho_c J^*$$

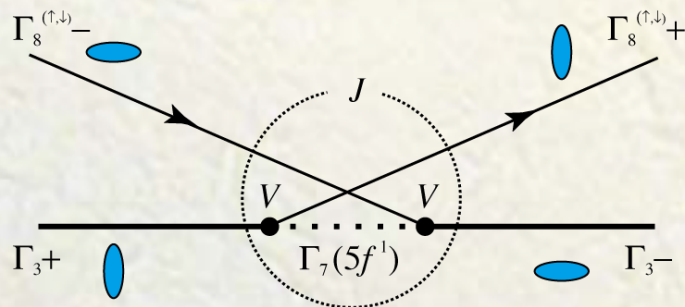
2 チャンネル近藤効果の可能性

2 準位系

ランダムポテンシャル系、強結合電子格子系

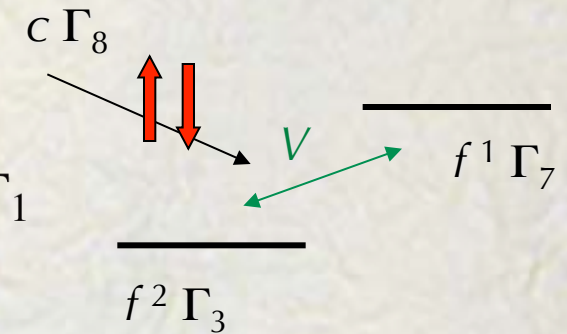


四極子近藤模型 f^2 non Kramers doublet ... cubic Γ_3



選択則

$$\Gamma_3 \otimes \Gamma_7 \otimes \Gamma_8 \sim \Gamma_1$$



f 電子

$$\Gamma_3 \otimes \Gamma_3 = \Gamma_{1g} \oplus \Gamma_{2u} \oplus \Gamma_{3g}$$

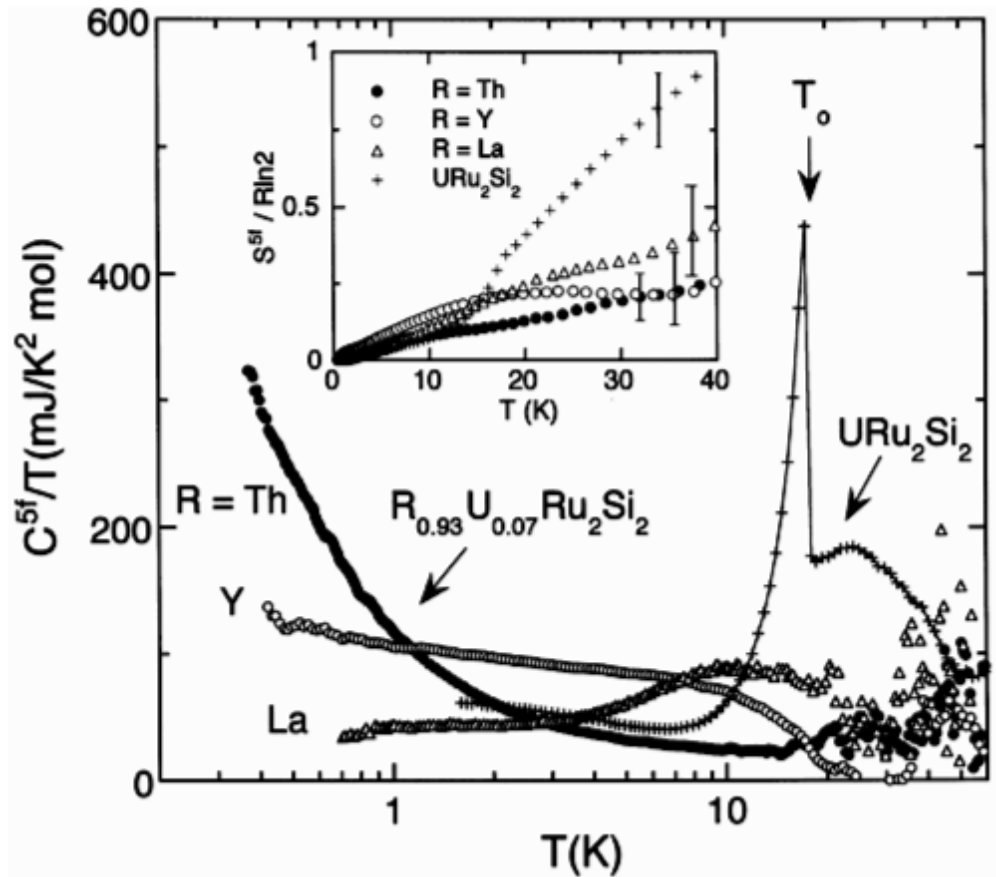
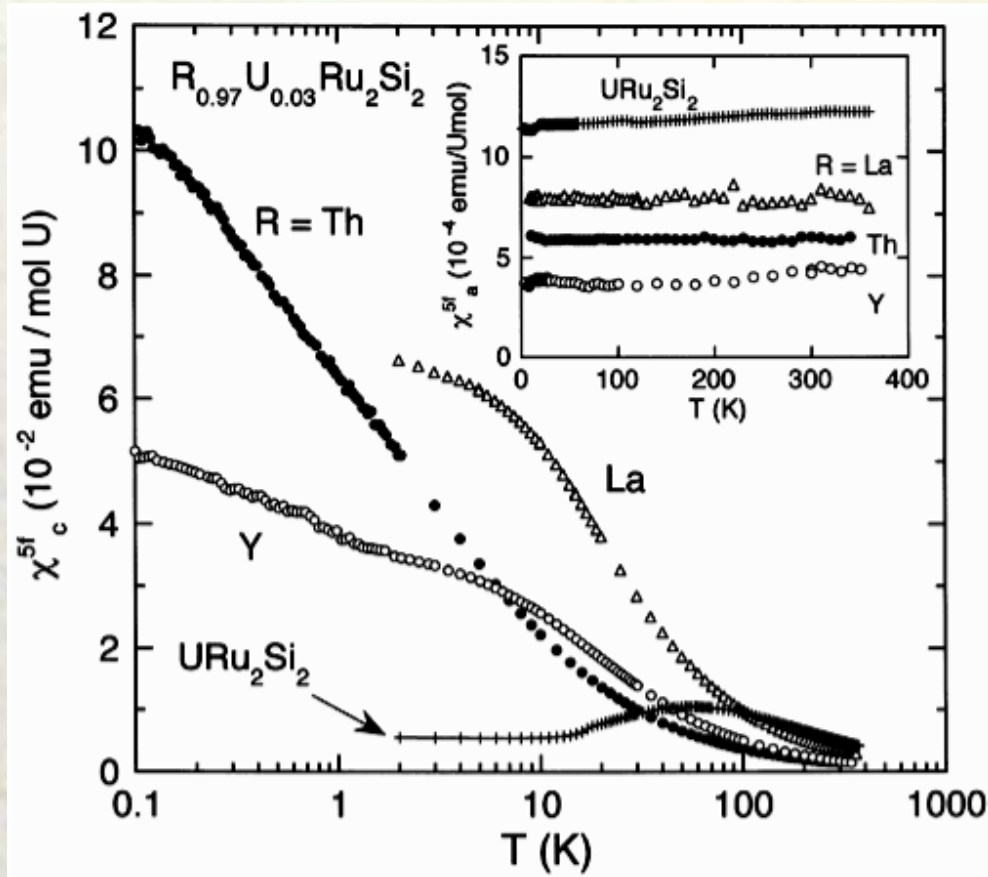
実は、8 極子 + 4 極子 近藤

c 電子

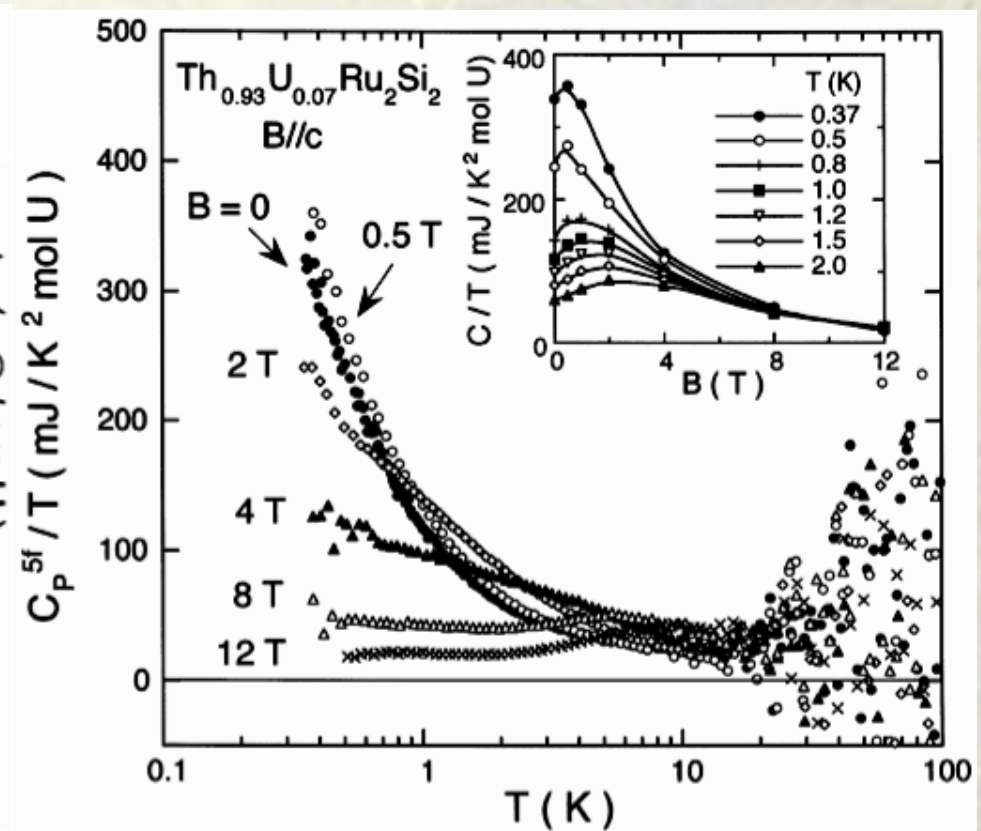
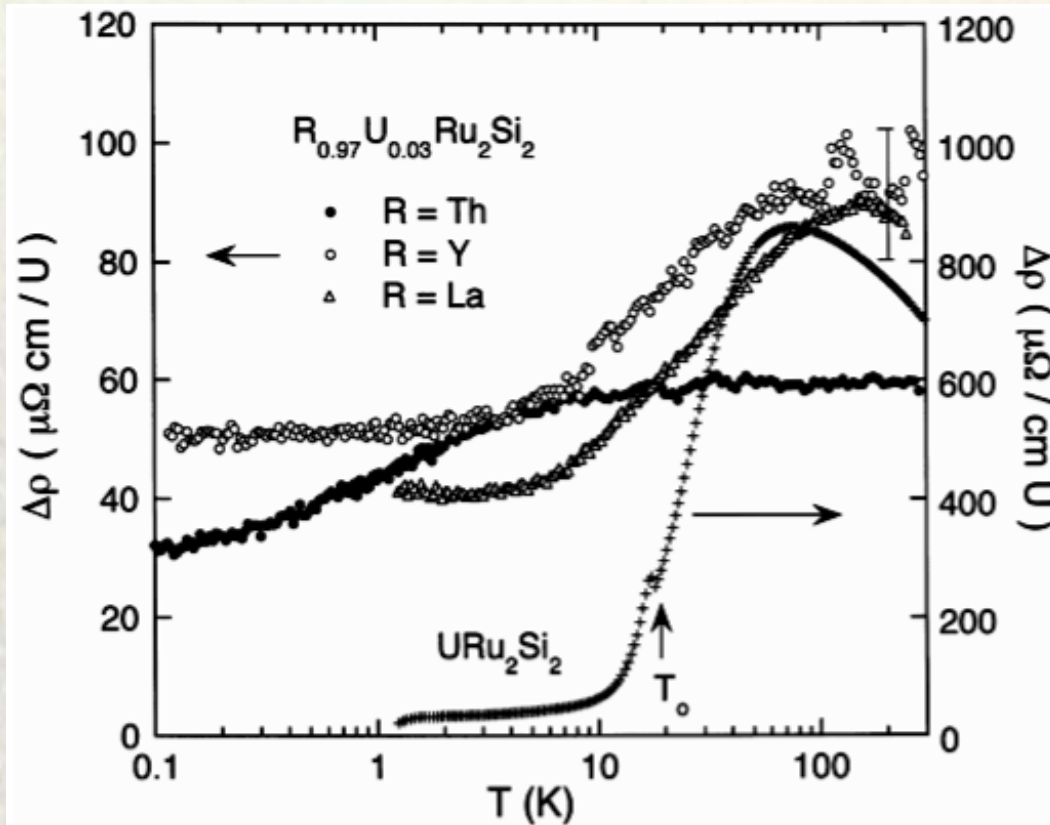
$$\begin{cases} \Gamma_7 \otimes \Gamma_7 = \Gamma_{1g} \oplus \Gamma_{4u}, \\ \Gamma_8 \otimes \Gamma_8 = \Gamma_{1g} \oplus \Gamma_{2u} \oplus \Gamma_{3g} \oplus 2\Gamma_{4u} \oplus \Gamma_{5g} \oplus \Gamma_{5u} \end{cases}$$

四極子近藤？ $R_{1-x}U_xRu_2Si_2$ (R=Th, Y, La)

Amitsuka et al. Physica B **281-282** '00 326

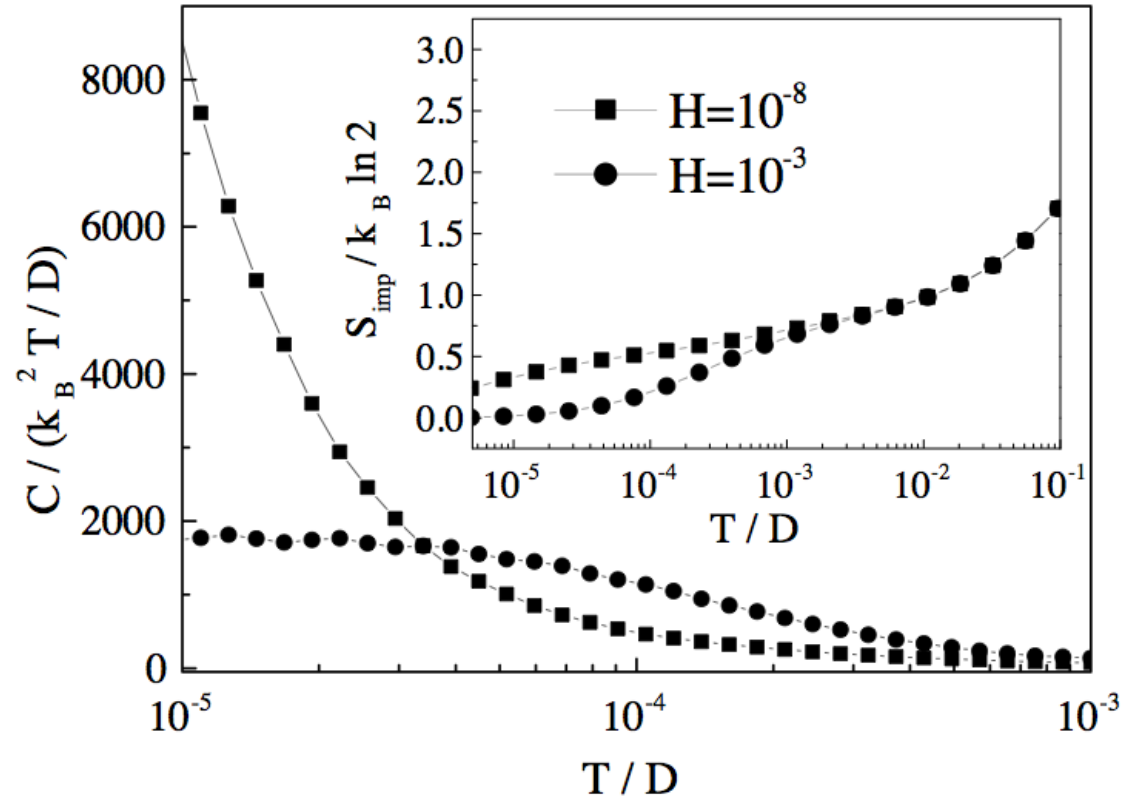
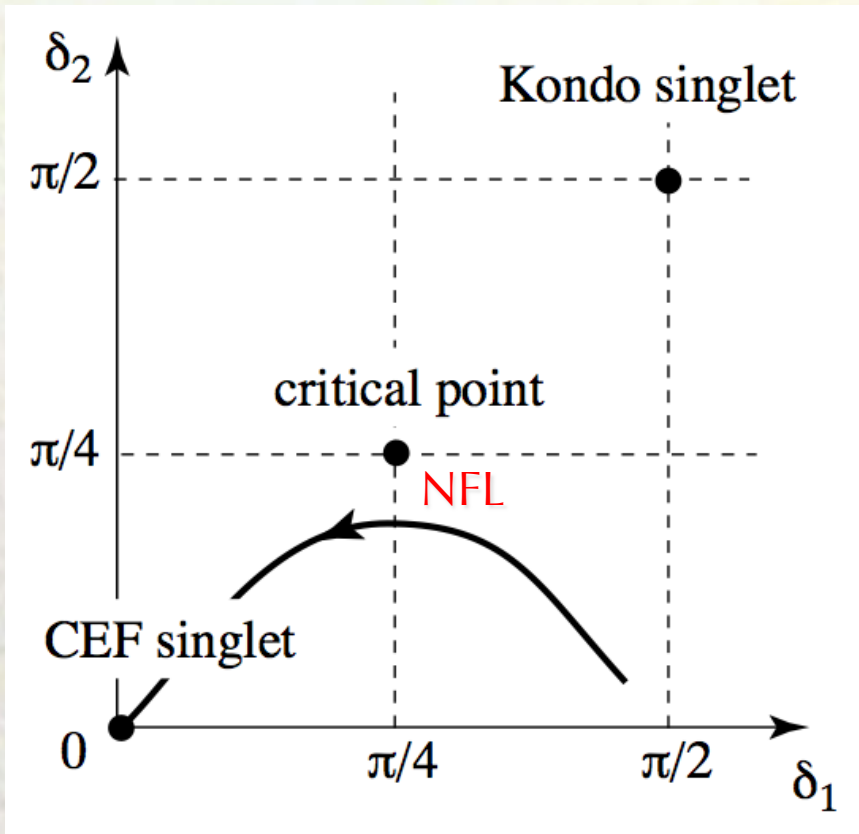


四極子近藤？ $R_{1-x}U_xRu_2Si_2$

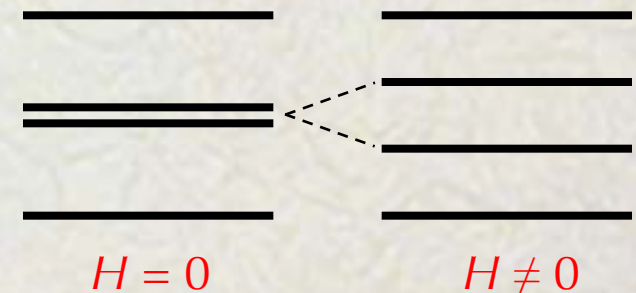


磁場によるエントロピー
放出が小さすぎる

近藤 1 重項 vs 結晶場 1 重項 $R_{1-x}U_xRu_2Si_2$



2 チャンネル近藤と同じ非フェルミ液体的性質
結晶場 1 重項のために、磁場の効き方が弱い
 $R=\text{Th, Y, La}$ を統一的に理解できる



強結合電子格子系の近藤効果

ホルスタイン模型

$$H = \sum_{k\sigma} \xi_k^{(c)} c_{k\sigma}^\dagger c_{k\sigma} + H_{\text{ph}} + H_{\text{int}},$$



$$H_{\text{ph}} + H_{\text{int}} = \sum_i \left[\frac{p_i^2}{2M} + H_{\text{pot}}^{(i)} \right]$$

$$H_{\text{pot}}^{(i)} = \frac{1}{2} U_{\text{eff}} [\varphi_i + (n_i - 1)]^2$$

$$\langle n_i \rangle = 1$$

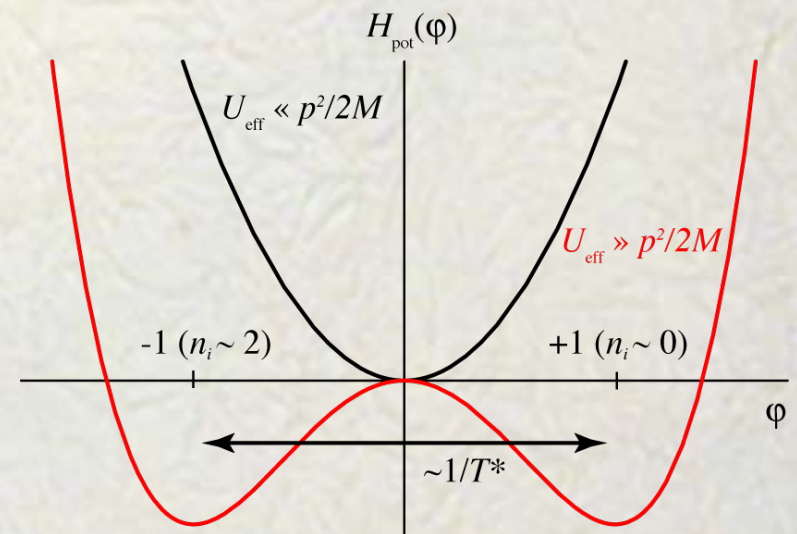
$$\begin{cases} U_{\text{eff}} \gg p^2/2M & n_i \sim 0, 2 \\ U_{\text{eff}} \ll p^2/2M & n_i \sim 1 \end{cases}$$

電荷揺らぎの発達 $\langle (n_i - \langle n_i \rangle)^2 \rangle \sim 1$

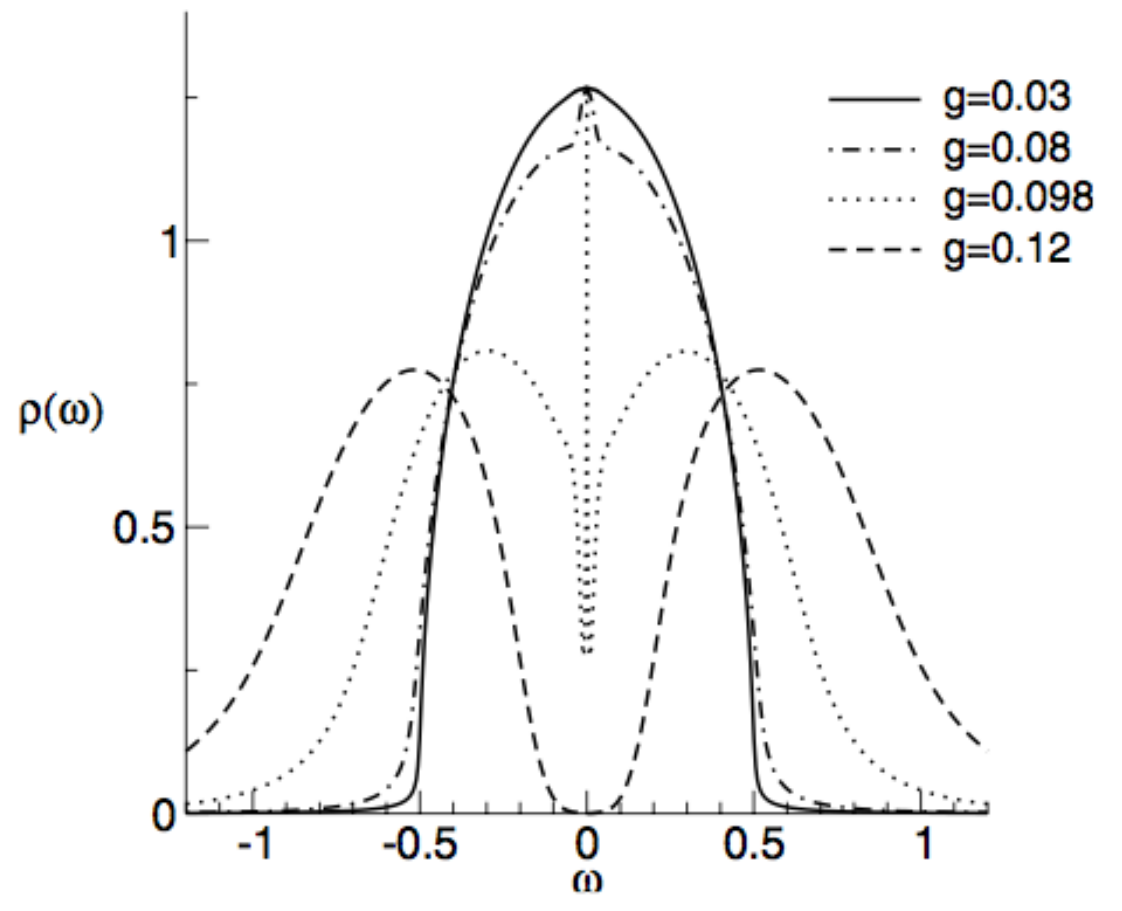
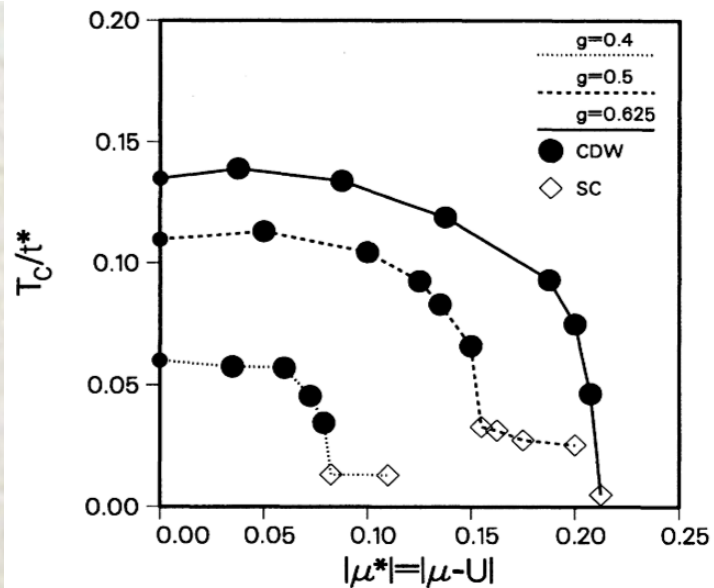
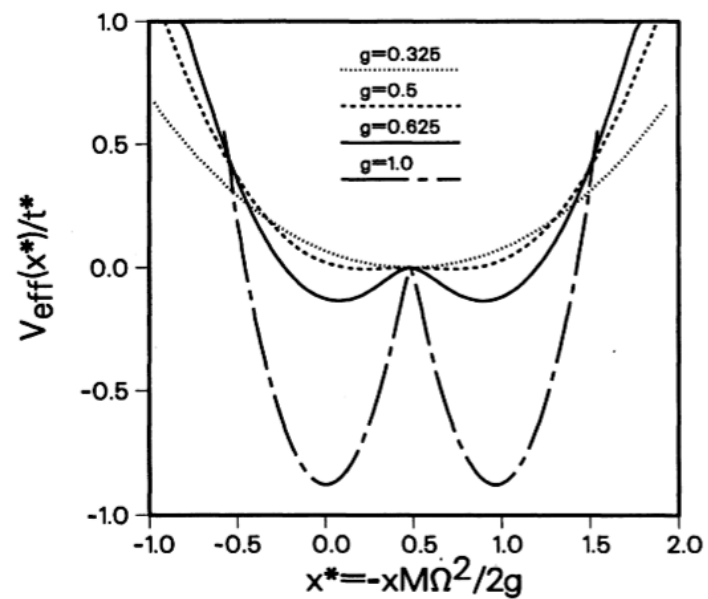
$$H_{\text{ph}} = \sum_i \frac{M}{2} \left[\omega_0^2 x_i^2 + \frac{p_i^2}{M^2} \right]$$

$$H_{\text{int}} = \sum_i v x_i \sum_{\sigma} \left(n_{i\sigma} - \frac{1}{2} \right)$$

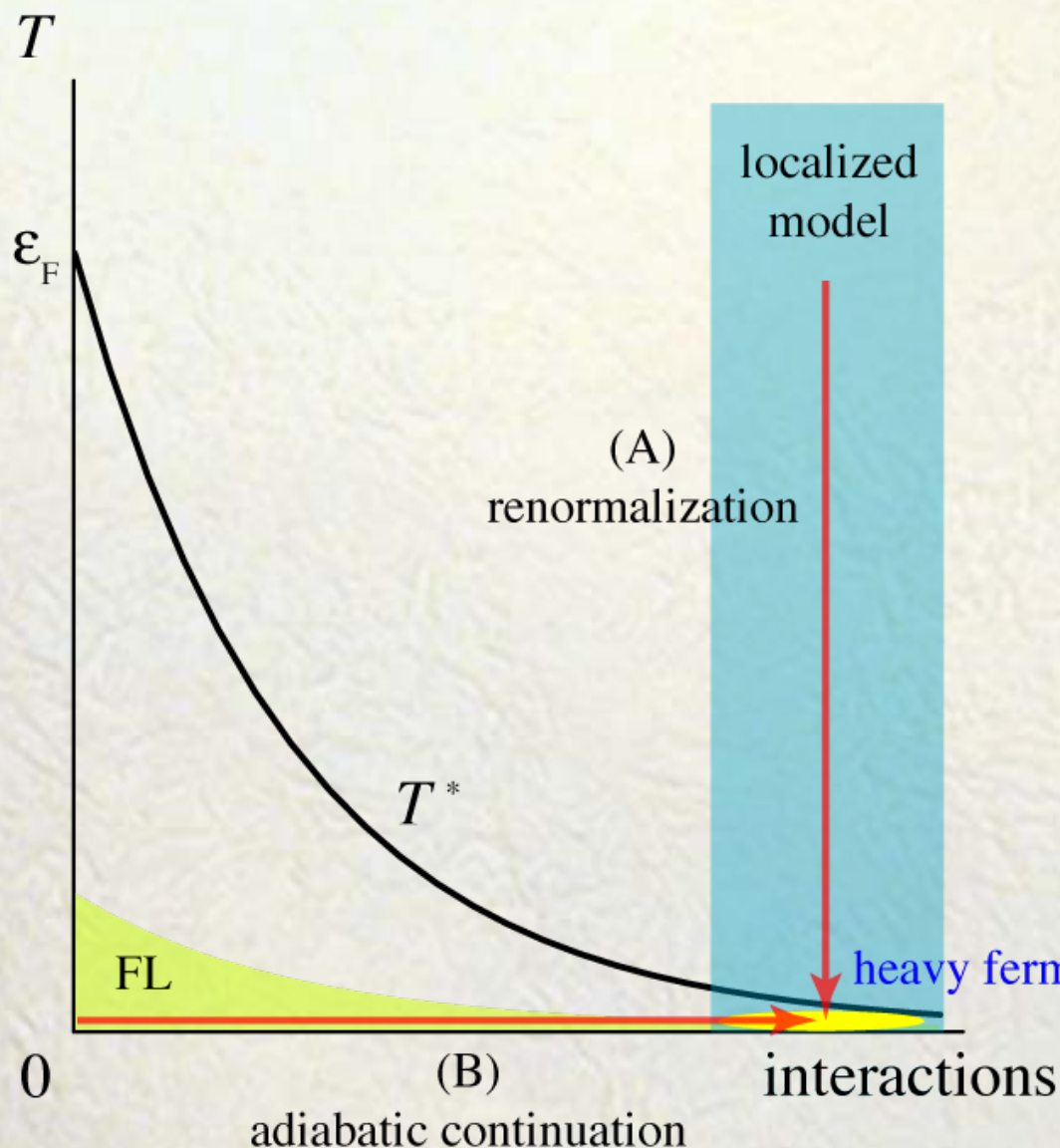
$$\varphi_i = \frac{M\omega_0^2}{v} x_i \quad U_{\text{eff}} = \frac{v^2}{M\omega_0^2}$$



DMFT + QMC or NRG



重い電子系の理解に向けて



(A) 局所相関からのアプローチ

局在模型の構築 : $U / \pi\Delta_0 \gg 1$

局在問題の解法 → 観測量

長波長相関の考慮

→ 超伝導、磁気(多極子)転移



相補的

(B) 断熱接続に基づくアプローチ

局所フェルミ液体 : $T \ll T_K$

断熱接続、厳密な関係式

低次摂動論、弱相関近似

慎重が必要