

稀土和铜系化合物中重费密子行为

陈长风 章立源
(北京大学物理系, 固体物理研究所)

1986年8月6日收到

提 要

本文采用周期Anderson哈密顿量研究了稀土和铜系化合物中的重费密子行为。对f电子间库仑关联项做了平均场近似并引入自能项反映多体作用的效应。对自能项采用了单格位近似。在准粒子表象中讨论了系统的性质。通过对f电子平均占据数的自治计算,得到了准粒子有效质量。讨论了形成重费密子的条件,以及相应的磁性的变化,并做了数值计算。所得结果与最近的实验进行了比较。

一、引 言

近年来,在一些稀土和铜系化合物(主要是Ce和U的化合物)中观察到的“重费密子”行为引起了人们极大的兴趣。Stewart曾系统地总结了这方面的研究工作^[1]。但这是一个正在迅速发展着的领域,不断有新的结果报道。

人们最为关心的问题之一是“重费密子”的形成机制及其随物质参数改变而变化的行为。本文从周期Anderson哈密顿量出发,考虑多体作用引起的重整化效应,通过对f电子平均占据数的自治处理,得到了计算有效质量的公式。在与实验结果比较的基础上,我们讨论了有效质量(态密度)随物质参数改变而变化的性质,从准粒子有效能级的角度对有效质量的变化给出了一个直观的图象,同时考察了系统磁性的变化,指出随着有效质量的变化会发生非磁到磁(或反之)或不同磁态之间的转变。所得结果与实验符合得较好。

二、物 理 模 型

本文所采用的周期Anderson哈密顿量为

$$H = H_0 + H_1, \quad (1)$$

$$H_0 = \sum_{\mathbf{k}\sigma} \varepsilon_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\sigma}^{\dagger} c_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{i\sigma} \varepsilon_{if} f_{i\sigma}^{\dagger} f_{i\sigma} + \frac{U}{2} \sum_{i\sigma} n_{i\sigma}^f n_{i-\sigma}^f, \quad (2)$$

$$H_1 = \sum_{i\mathbf{k}\sigma} (h_{\mathbf{k}i} c_{\mathbf{k}\sigma}^{\dagger} f_{i\sigma} + \text{H.c.}), \quad (3)$$

其中 $c_{\mathbf{k}\sigma}^{\dagger}$ 和 $f_{i\sigma}^{\dagger}$ 分别为自由电子(即通常所说的传导电子)和f电子的产生算符, $c_{\mathbf{k}\sigma}$ 和 $f_{i\sigma}$ 为相应的湮灭算符, $n_{i\sigma}^f$ 为f电子粒子数算符, i, \mathbf{k}, σ 分别为格位、动量、自旋下标, $\varepsilon_{\mathbf{k}}$

和 ε_i 分别为传导电子和局域的 f 电子能级的能量,二者均以费密能 (E_F) 为能量零点, U 为同一格位上自旋方向相反的 f 电子之间的库仑关联能, h_{ki} 为 f 电子和传导电子之间的杂化势. 为讨论简便起见,这里忽略了 f 电子的轨道简并.

在本模型中,对杂化项 h_{ki} 如通常那样做下列近似^[2]:

$$h_{ki} = \frac{1}{\sqrt{N}} h_k e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}_i}, \quad (4)$$

其中 N 为晶体中(含局域电子),格位总数, \mathbf{R}_i 为第 i 个格位的空间矢量. 对库仑关联项,首先做平均场处理^[3],即将 $n_{i\sigma}^f n_{i-\sigma}^f$ 退耦合为 $n_{i\sigma}^f \langle n_{i-\sigma}^f \rangle + \langle n_{i\sigma}^f \rangle n_{i-\sigma}^f$, 其中 $\langle n_{i\sigma}^f \rangle$ 为一定温度下 $n_{i\sigma}^f$ 在正则系综中所有期望值的平均. 在此基础上,进一步考虑多体作用导致的重整化效应,引入自能 Σ 反映之. 在处理自能项时,在零级近似下,忽略不同格位间格林函数的微扰项对自能的贡献,所得到的骨架图和单杂质 Anderson 哈密顿量的骨架图的结构是相同的^[4],因此自能 Σ 与动量无关而只是能量的函数,记为 $\Sigma(E)$. 本文的计算将在此近似下进行,并如文献[4]中所假设的那样认为自能修正对每一格位上 f 电子能级的移动是完全相同的.

在讨论金属中 f 电子的局域磁矩及其化合价和变价系统的超导电性等问题时^[2,5],我们曾在上述周期 Anderson 哈密顿量中引入 f-f 作用项,即不同格位(主要是最近邻格位)之间轨道波函数的直接叠合所引起的相互作用项. 在重费密子系统中,由于 f 电子之间的间距一般均大于 4 \AA ^[6],超过了所谓“Hill 极限”^[6],从而 f-f 作用项通常可以忽略不计. 但在下面的计算中我们将会看到,如果完全忽略 f 能级的展宽所得到的有效质量会有一个发散点,这可以通过引入一个有限的 f 带宽而得到解决^[9]. 一种方法是引入 f-f 作用项,在上述周期 Anderson 哈密顿量中加入一项

$$H' = \sum_{\substack{i,j \\ (i \neq j)}} t(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j) f_{i\sigma}^{\dagger} f_{j\sigma}. \quad (5)$$

其中 $t(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j)$ 为第 i 和第 j 个格位的 f 电子间的直接叠合作用. 为简洁起见,考虑简单立方晶格的情形(其它晶格情形下所得结果完全类似),且只计入最近邻相互作用,如此可得 f 带宽为

$$W_f = 12 |t_N|, \quad (6)$$

其中 $t_N \equiv t(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_{i\pm 1})$. 另一方面,如果考虑杂化所导致的 f 能级的展宽^[7],也会得到一个有限的 f 带宽,从而同样可以消去上述有效质量的发散. 但必须注意在 Kondo 晶格中杂化展宽与单杂质情形的结果是不一样的,其具体形式与所采用的模型有关^[4]. 本文采用前一种方法,即引入 f-f 作用计入有限的 f 带宽消除有效质量的发散. 这样并不会影响本文所讨论的内容.

三、格林函数与 $\langle n_{i\sigma}^f \rangle$ 的自洽计算

本文采用 Zubarev 发展的格林函数方法^[8]. 在文献[2]中我们曾得到晶格情形下 f 电子的格林函数,由此可得 \mathbf{k} 空间的 f 电子格林函数为

$$G_f^0(\mathbf{k}, E) = \frac{1}{E - D_\sigma - \frac{h_{\mathbf{k}}^2}{E - \varepsilon_{\mathbf{k}}}}, \quad (7)$$

其中

$$D_\sigma = \varepsilon_f + U \langle n_{f-\sigma}^f \rangle^0 + t_{\mathbf{k}}, \quad (8)$$

$$t_{\mathbf{k}} = -\frac{1}{6} W_f (\cos ak_1 + \cos ak_2 + \cos ak_3). \quad (9)$$

$t_{\mathbf{k}}$ 是 t_N 在 \mathbf{k} 空间的表达式, 这里给出的是简单立方晶格的结果, a 为晶格常数. $\langle n_{f-\sigma}^f \rangle^0$ 表示未计入自能修正时的 f 电子 (自旋为 $-\sigma$) 占据数的正则系综平均值. 考虑自能修正并采用前述之单格位近似, 可将 f 电子格林函数写为

$$G_f(\mathbf{k}, E) = \frac{1}{E - D_\sigma - \Sigma(E) - \frac{h_{\mathbf{k}}^2}{E - \varepsilon_{\mathbf{k}}}}. \quad (10)$$

如 Tachiki 等人所建议的那样^[4], 当 $|E|$ 远小于系统的 Kondo 温度 T_K 时, $\Sigma(E)$ 可以展开为

$$\Sigma(E) = \Sigma(0) + E \left. \frac{d\Sigma}{dE} \right|_{E=0} + \dots, \quad (11)$$

其中 $\Sigma(0) = 0$. 由 (10) 和 (11) 式经过简单的计算可以得到

$$\begin{aligned} G_f(\mathbf{k}, E) &= \frac{1}{R} \frac{1}{E - \frac{1}{R} \left(D_\sigma + \frac{h_{\mathbf{k}}^2}{E - \varepsilon_{\mathbf{k}}} \right)} \\ &= \frac{1}{R} \frac{1}{\tilde{\omega}_1 - \tilde{\omega}_2} \left[\frac{\tilde{\omega}_1 - \varepsilon_{\mathbf{k}}}{E - \tilde{\omega}_1} - \frac{\tilde{\omega}_2 - \varepsilon_{\mathbf{k}}}{E - \tilde{\omega}_2} \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

其中 R 为自能修正引起的重整化因子, 可表示为

$$R = 1 - \left. \frac{d\Sigma}{dE} \right|_{E=0}. \quad (13)$$

$\tilde{\omega}_1$ 和 $\tilde{\omega}_2$ 为重整化后的准粒子能谱^[9], 可表示为

$$\tilde{\omega}_1 = \frac{1}{2} (\varepsilon_{\mathbf{k}} + \tilde{D}_\sigma) + \frac{1}{2} [(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \tilde{D}_\sigma)^2 + 4h_{\mathbf{k}}^2]^{1/2}, \quad (14a)$$

$$\tilde{\omega}_2 = \frac{1}{2} (\varepsilon_{\mathbf{k}} + \tilde{D}_\sigma) - \frac{1}{2} [(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \tilde{D}_\sigma)^2 + 4h_{\mathbf{k}}^2]^{1/2}, \quad (14b)$$

其中

$$\tilde{D}_\sigma = \varepsilon_f + \tilde{U} \langle n_{f-\sigma}^f \rangle + \tilde{t}_{\mathbf{k}}. \quad (15)$$

各重整化后的物质参数为

$$\tilde{\varepsilon}_f = \varepsilon_f / R, \quad (16)$$

$$\tilde{U} = U / R, \quad (17)$$

$$\tilde{h}_{\mathbf{k}} = h_{\mathbf{k}} / R^{1/2}, \quad (18)$$

$$\tilde{t}_{\mathbf{k}} = t_{\mathbf{k}} / R. \quad (19)$$

这样我们引入了准粒子图象, \tilde{D}_σ 为准粒子的 (重整化) 有效能级, $\tilde{\omega}_1$ 和 $\tilde{\omega}_2$ 是其两支能谱. 这一图象与文献 [5] 中通过电子算符变换而得到的准粒子图象是完全一致的. 下面我们

将一直在此准粒子图象中讨论重费密子系统的性质。f 电子平均占据数可由文献 [2] 中所给出的方法得到

$$\langle n_{-\sigma}^f \rangle = \frac{1}{R} \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \left\{ \frac{\tilde{\omega}_1 - \varepsilon_{\mathbf{k}}}{\tilde{\omega}_1 - \tilde{\omega}_2} \frac{1}{e^{\beta(\tilde{\omega}_1 - E_F)} + 1} - \frac{\omega_2 - \varepsilon_{\mathbf{k}}}{\tilde{\omega}_1 - \tilde{\omega}_2} \frac{1}{e^{\beta(\tilde{\omega}_2 - E_F)} + 1} \right\}. \quad (20)$$

很容易证明重整化前后 f 电子平均占据数之间的关系为

$$R \langle n_{-\sigma}^f \rangle = \langle n_{-\sigma}^f \rangle^0 \Big|_{\substack{\omega_1 \rightarrow \tilde{\omega}_1 \\ \omega_2 \rightarrow \tilde{\omega}_2}}. \quad (21)$$

利用这一关系式可以避免求重整化因子 R 的具体形式而由文献 [2] 中给出的方法求得 $\langle n_{-\sigma}^f \rangle^0$, 进而得到 $R \langle n_{-\sigma}^f \rangle$. 但要注意物质参数是如 (16)–(19) 式所给出的那样重整化了的。特别要指出的是在求 $\langle n_{-\sigma}^f \rangle^0$ 时, 准粒子有效能级可写作

$$\tilde{D}_\sigma = \tilde{\varepsilon}_f + \tilde{U} R \langle n_{-\sigma}^f \rangle + \tilde{t}_{\mathbf{k}} = \tilde{\varepsilon}_f + \tilde{U} \langle n_{-\sigma}^f \rangle^0 \Big|_{\substack{\omega_1 \rightarrow \tilde{\omega}_1 \\ \omega_2 \rightarrow \tilde{\omega}_2}} + \tilde{t}_{\mathbf{k}}, \quad (22)$$

其中

$$\tilde{U} \equiv U/R^2. \quad (23)$$

因此在进行 $\langle n_{-\sigma}^f \rangle^0$ 的自洽计算时, 库仑关联能实际上为 \tilde{U} , 这比其重整化后的实际值 \tilde{U} 小得多(因为重整化因子 $R \gg 1^{[10]}$).

四、有效质量

按照文献 [5] 中给出的定义, 由 (14) 式可得准粒子有效质量为

$$m_{i\sigma}^* = \hbar^2 k_{Fi} (1 + \tilde{h}_i^2 / \tilde{D}_\sigma^2) / A(\mathbf{k}_{Fi}). \quad (24)$$

这里已将 $\tilde{h}_{k_{Fi}}$ 简记为 \tilde{h}_i , 且

$$A(\mathbf{k}) = \left[\sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial \varepsilon_{\mathbf{k}}}{\partial k_j} + \frac{\varepsilon_{\mathbf{k}}}{\tilde{D}_\sigma} \frac{\partial \tilde{D}_\sigma}{\partial k_j} - \frac{2\tilde{h}_{\mathbf{k}}}{\tilde{D}_\sigma} \frac{\partial \tilde{h}_{\mathbf{k}}}{\partial k_j} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (25)$$

在下面的计算中进一步引入下述近似: (1) $\frac{\partial \tilde{h}_{\mathbf{k}}}{\partial k_j} \Big|_{\mathbf{k}=\mathbf{k}_F} = 0$, (2) $\frac{\partial \tilde{D}_\sigma}{\partial k_j} = 0$ ($j = 1, 2, 3$).

在这些近似下, (24) 式简化为

$$\frac{m_{i\sigma}^*}{m} = 1 + \frac{\tilde{h}_i^2}{\tilde{D}_\sigma^2}, \quad (26)$$

其中 m 为传导电子的质量。为了考察有效质量在费密面附近的行为, 我们将 (26) 式推广到 $|E - E_F| > 0$ 的情形, 得到

$$\frac{m_{i\sigma}^*(E)}{m} = \left[1 + \frac{\tilde{h}_i^2}{(E - \tilde{D}_\sigma)^2} \right] / \left[1 + b \frac{W_f}{W_s} \frac{\tilde{h}_i^2}{(E - \tilde{D}_\sigma)^2} \right]. \quad (27)$$

这里 b 是一个量级为 1 的系数, W_f 和 W_s 分别为 f 带和导带宽度。注意此处 W_f 是直接 f-f 作用的结果, 而不是实验上观察到的 f 带宽度^[11–14], 那里已经包含了很强的杂化展宽和 f 电子占据数的涨落效应。

五、重费密子的形成和相应的系统磁性的变化

由 (26) 式可见, 当 $\tilde{D}_\sigma \ll \tilde{h}_i$ 时, 准粒子有效质量与传导电子质量之比趋于一个很大

的值, 这就是所谓“重费密子”状态. 这一结论与系统所处的状态(磁或非磁)无关. 从(26)式和(15)–(19)式来看, 直接决定准粒子有效质量的是 f 电子间库仑关联能 U , f 电子局域能级 ϵ_f , f 电子与传导电子之间的杂化势 h_i 和多体作用导致的重整化因子 R . 另外, 不同格位的 f 电子间轨道波函数的直接叠合作用 t_h 对有效质量也有影响, 但如第二节中所述, 它对重费密子的形成不起重要作用. 实际上, 下面将会看到 \tilde{D}_σ 的值与系统在磁态或非磁态有着密切的联系. 我们分别就这两种情况讨论准粒子的有效质量及其随各参量的变化.

1) 非磁情形 根据 Anderson 的分析^[7], f 电子与传导电子之间的杂化将使

$$\delta n \equiv |\langle n_{\uparrow}^f \rangle - \langle n_{\downarrow}^f \rangle|$$

减小. 当杂化足够强时, $\delta n = 0$, 系统处于非磁状态^[2,7]. 这时由(15)式可得 $\tilde{D}_+ = \tilde{D}_-$, 有效质量与自旋无关, 记之为 m_i^* . 当杂化增强时, 随着 δn 的减小, \tilde{D}_\pm 也逐渐向费密面靠拢, 从而形成“重费密子”. 图 1 是一组自洽计算的结果. $m_i^*/m \approx 100-400$, 这与由比热实验而得到的重费密子系统的结果相符^[1]. 在(27)式中我们给出了费密面附近有效质量的表达式, 由系统正常态态密度的定义^[5], 忽略准粒子与传导电子动量(费密面附近)的差别, 可以得到

$$\rho^*(E)/\rho = m_i^*(E)/m = 1 + \frac{\tilde{h}_i^2}{(E - \tilde{D}_\sigma)^2}, \quad (28)$$

其中 ρ^* 和 ρ 分别为准粒子和传导电子态密度. 图 2 是自洽数值计算的结果. 这与最近 Müller 等人对重费密子超导体 UPt_3 提出的模型^[15]定性上一致. 但应注意 UPt_3 中每个 U

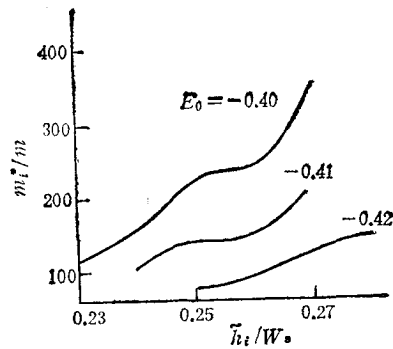


图 1 有效质量比 m_i^*/m 作为 \tilde{h}_i/W_f 的函数 三条曲线分别对应不同的 E_0 值; 计算中取了 $\tilde{U}/W_f = 0.8$; $T = 0 \text{ K}$; $\tilde{E}_F/W_f = 0.5$

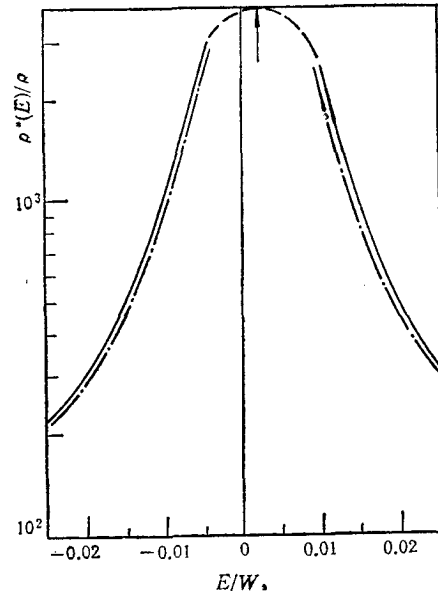


图 2 费密面附近的态密度峰 $\tilde{\epsilon}_f/\tilde{U} = -0.4$; $\tilde{U}/W_f = 0.8$; $\tilde{E}_F/W_f = 0.5$; $\tilde{h}_i/W_f = 0.4$; 虚线是引入 W_f 消除了发散后的结果(下同); 实线是 $T = 0 \text{ K}$ 的结果; 点划线是 $T/W_f = 0.1$ 的结果; 箭头表示峰的中心位置

原子格位上约有三个 f 电子^[16]，在做进一步的定量计算时必须考虑 f 电子的轨道简并。我们的计算结果还表明态密度峰不但可以如图 2 所示的那样在费密面之上，也可以处在费密面之下。图 3 给出了一组峰位随杂化强度而变化的曲线。另外，温度的升高会降低有效质量的值(见图 2)，这与其它方法^[17,18]得到的结论是一致的。

2) 磁性情形 在磁性状态,有效能级 \tilde{D}_+ 和 \tilde{D}_- 一般处在费密面两侧^[2], 当它们距费密面较远时, $\tilde{\epsilon}_f/\tilde{D}_\pm^2$ 不大, 系统准粒子有效质量与传导电子质量相差不大。但是各参数的变化会使系统由磁态向非磁态转化^[2], 在此过程中两个有效能级 (\tilde{D}_\pm) 之一会接近并越过费密面而和另一个相迭合(非磁态下 $\tilde{D}_+ = \tilde{D}_-$)。这样必然在某些参数区间出现重费密子状态, 且随着 \tilde{D}_+ 或 \tilde{D}_- 跨越费密面会出现一个有效质量峰, 在 $\tilde{D}_+(\tilde{D}_-) = 0$ (费密能) 时达到最大值(这时需引入 W_f 消除发散)。另一方面, 随着某些参数的改变(如 U 增大) 系统会由非磁态向磁态转化, 在此过程中同样会有上述有效质量变化的现象。下面给出一些具体的自洽数值计算结果。

图 4 是有效质量比 m_{\pm}^*/m 随温度变化的典型结果, 其中的插图给出了相应的有效能级变化的结果。可以看到, 随着温度的降低系统逐渐由非磁态 ($\tilde{D}_+ = \tilde{D}_-$) 向磁态 ($\tilde{D}_+ \neq \tilde{D}_-$) 转化, 同时 \tilde{D}_- 逐渐向费密面靠拢, 并在 $T/W_f \approx 1.65$ 处跨越费密面。这导致在该温度附近出现一个有效质量峰, 峰值由 W_s/W_f 决定, 这里取之为 90。这一结果对 Ott 等人最近在 CeCu₅ 样品中观测到的重费密子行为^[9] 给出了一个可能的解释, 并对进一步研究其比热和电阻率的行为^[19] 提供了一个模型。在此计算中各参量都是以 W_f 约化的, 为的是得到一条完整光滑的曲线, 以便同 CeCu₅ 的实验结果比较。实际上 W_f 的作用

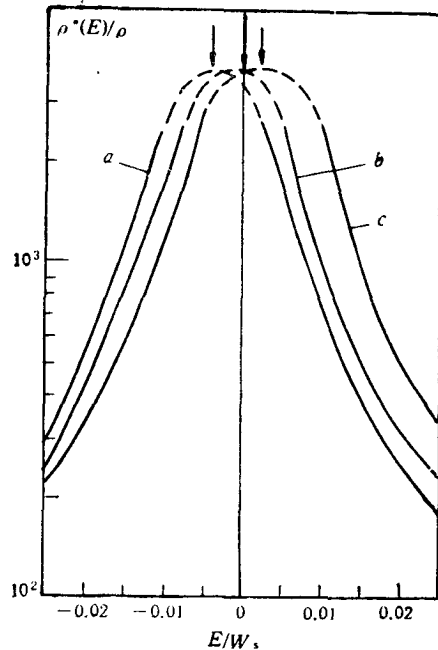


图 3 费密面附近态密度峰随杂化强度改变而移动的结果 $T = 0$ K; $\tilde{\epsilon}_f/W_f = 0.36$ (曲线 a); 0.38 (曲线 b); 0.40 (曲线 c); 其余参数同图 2

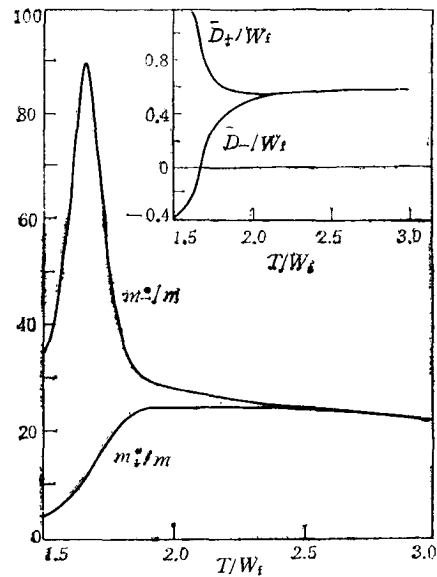


图 4 自旋向上和向下的两支准粒子的有效质量 m_{\pm}^*/m 作为约化温度 T/W_f 的函数 $\tilde{\epsilon}_f/\tilde{U} = -0.3$; $\tilde{U}/W_f = 5.0$; $\tilde{E}_f/W_f = 30$; $\tilde{\hbar}/W_f = 3.0$; $W_s/W_f = 90$

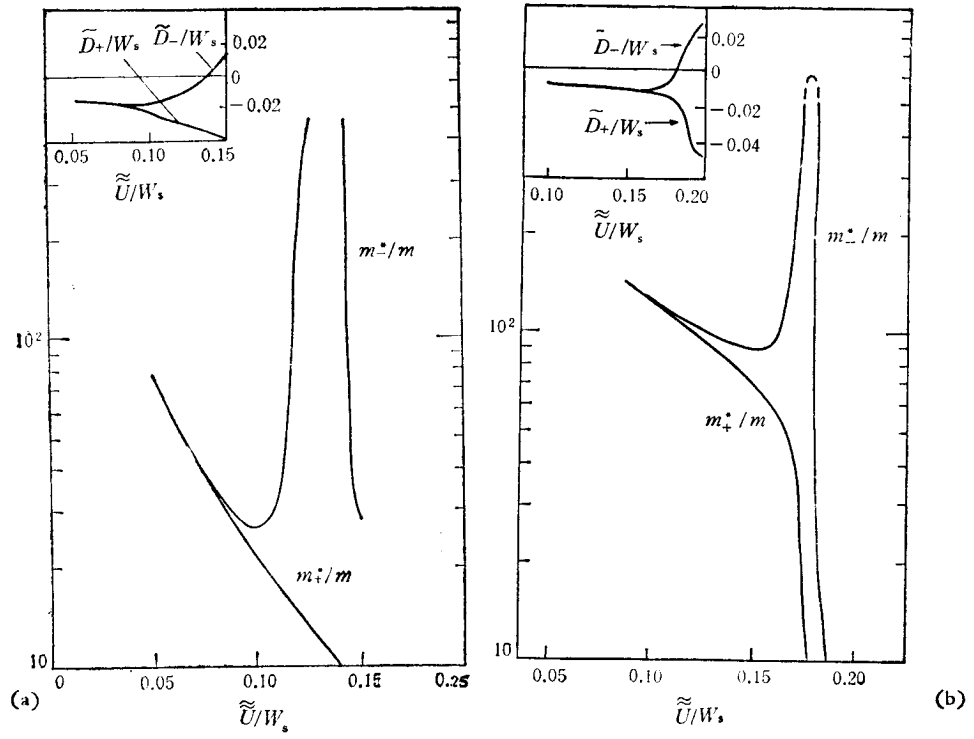


图5 m_{\pm}^*/m 作为 \tilde{U}/W_s 的函数 $\bar{\varepsilon}_t/\bar{U} = -0.5$; $\bar{h}/W_s = 0.1$; $\bar{E}_F/W_s = 0.5$

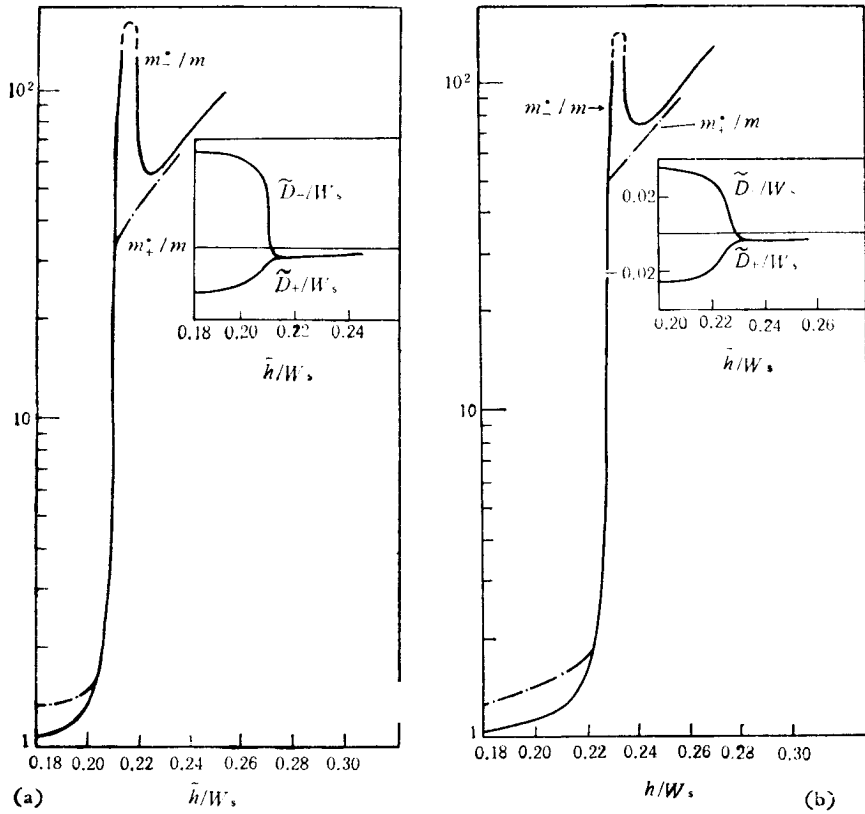


图6 m_{\pm}^*/m 作为 \bar{h}/W_s 的函数 $\bar{\varepsilon}_t/\bar{U} = -0.4$; $\bar{U}/W_s = 0.8$; $\bar{E}_F/W_s = 0.5$

只是消除 $\tilde{D}_- = 0$ 处的发散(见第二节的讨论)。

图 5 给出了有效质量比随 \tilde{U} 的变化, (a) 和 (b) 分别为 $T = 0 \text{ K}$ 和 $T/W_s = 0.05$ 的结果, 其中内插图分别为相应的有效能级的变化。当 \tilde{U} 取适当值(记为 \tilde{U}_p) 时, \tilde{D}_- 跨越费密面从而导致一个有效质量峰。在 $\tilde{U} < \tilde{U}_p$ 时有效质量随 \tilde{U} 减小而增加(在峰以外的范围内), 若 $\tilde{U} > \tilde{U}_p$, \tilde{U} 的增大导致有效质量的减小。这一结果是很容易理解的。强的库仑关联能将使 \tilde{D}_+ 和 \tilde{D}_- 逐渐远离, 最终使 $\tilde{h}_i/\tilde{D}_s^2$ 很小而有 $m_{s\sigma}^*/m \sim 1$ 。另外, 比较图 5 (a)

和 (b) 可以看出, 有限温度下 \tilde{U}_p 值比绝对零度时相应值要大一些, 这是由于温度的升高使得系统更易于趋向非磁状态的缘故^[2]。

如前所述, f 电子和传导电子之间的杂化对准粒子的有效能级和磁性有很大的影响。图 6 是有效质量随杂化强度(重整化的)变化的结果, (a) 和 (b) 分别对应 $T = 0 \text{ K}$ 和 $T/W_s = 0.05$ 的情况。当杂化增强时系统由磁态转变到非磁态, 在转变点附近 \tilde{D}_- 跨越费密面(对应的杂化强度记为 \tilde{h}_p)。杂化和温度的增大都会使系统趋向于非磁态^[2], 因此在有限温度下 \tilde{h}_p 值比绝对零度时的值要小一些, 这可以从图 6 (a), (b) 给出的结果而得到证实。

最后, 讨论局域 f 电子能级变化对准粒子有效质量的影响。图 7 是有效质量比随

$$E_0 (E_0 \equiv \tilde{\epsilon}_f/\tilde{U})$$

变化的结果。可以看出, 当 E_0 很小(即 $|E_0|$ 很大) 时, 有效质量比 $m_{s\sigma}^*/m \sim 1$, 在 $-1.0 < E_0 < 0$ 的范围内有效质量有较大的增加。离费密能较远的那个峰是有限的, 较近的那个峰是 \tilde{D}_- 跨越费密面所产生的, 它是发散的。通过引入 W_f 而消除了后者的发散。重整化效应在这里对局域 f 电子能级的“提升”(靠向费密能), 亦即对重费密子的形成, 起很重要的作用。

对重费密子系统有效质量以及与此相关的磁性和超导电性等问题的深入研究尚待对 Kondo 晶格理论的进一步探讨。有关工作正在进行中。

参 考 文 献

- [1] G. R. Stewart, *Rev. Mod. Phys.*, **56**(1984), 577.
- [2] 陈长风、章立源, *物理学报*, **34** (1985), 1442.
- [3] J. Hubbard, *Proc. Roy. Soc.*, **A276**(1963), 238.
- [4] M. Tachiki and S. Maekawa, *Phys. Rev.*, **B29**(1984), 2497.
- [5] Chen Chang-feng and Zhang Li-yuan, *J. Phys. Chem. Solids*, **47**(1986), 547.

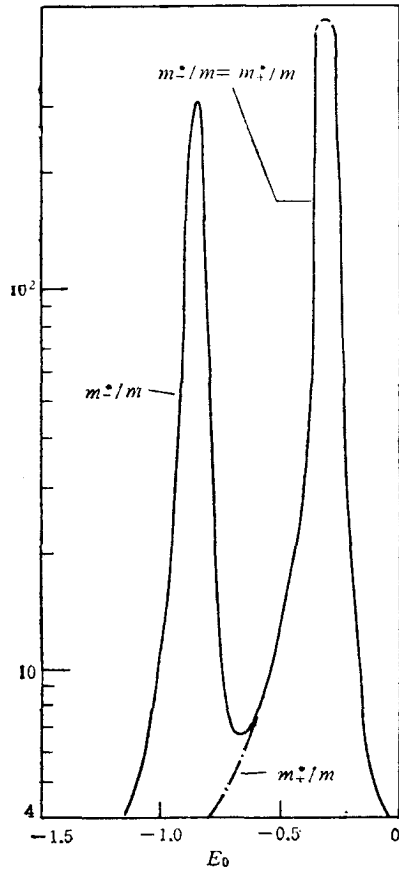


图 7 $m_{s\sigma}^*/m$ 作为 $E_0(\tilde{\epsilon}_f/\tilde{U})$ 的函数 $\tilde{U}/W_s = 0.8$; $\tilde{h}/W_s = 0.3$; $\tilde{E}_F/W_s = 0.5$; $T = 0 \text{ K}$

- [6] H. H. Hill, in *Plutonium 1970 and Other Actinides*, edited by W. H. Miner, AIME, New York, p. 2.
- [7] P. W. Anderson, *Phys. Rev.*, **124**(1961), 41.
- [8] D. N. Zubarev, *Usp. Fiz. Nauk*, **71**(1960), 71.
- [9] Zhang Li-yuan and Chen Chang-feng, to be published.
- [10] E. Simanek, *Phys. Rev.*, **B31**(1985), 3172.
- [11] E. Wuilloud, Y. Baer, H. R. Ott, Z. Fisk and J. L. Smith, *Phys. Rev.*, **B29**(1984), 5228.
- [12] R. D. Parks, M. L. denBoer, S. Raaen, J. L. Smith and G. P. Williams, *Phys. Rev.*, **B30**(1984), 1580.
- [13] A. J. Arko, C. G. Olsen, D. M. Wieliczka, Z. Fisk and J. L. Smith, *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 2050.
- [14] J. W. Allen, S. J. Oh, L. E. Cox, W. P. Ellis, M. S. Wire, Z. Fisk, J. L. Smith, B. B. Pate, I. Lindau and A. J. Arko, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 2635.
- [15] V. Müller, D. Maurer, K. de Groot, E. Bucher and H. E. Bömmel, *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 248.
- [16] J. W. Chen, S. E. Lambert, M. B. Maple, Z. Fisk, J. L. Smith, G. R. Stewart and J. O. Willis, *Phys. Rev.*, **B30**(1984), 1583.
- [17] N. Grewe, *Solid State Commun.*, **50**(1984), 19.
- [18] Gerd Czycholl, *Phys. Rev.* **B31**(1985), 2867.
- [19] H. R. Ott, H. Rudiger, E. Felder, Z. Fisk and B. Batlogg, *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 1595.

THE HEAVY-FERMION BEHAVIOR IN THE RARE-EARTH AND ACTINIDE COMPOUNDS

CHEN CHANG-FENG ZHANG LI-YUAN

(Department of Physics and Institute of Solid State Physics, Peking University)

ABSTRACT

In this paper, the periodic Anderson Hamiltonian has been used to study the heavy-fermion behavior in the Rare-Earth and Actinide compounds. The mean-field approximation has been applied to the Coulomb correlation term between the f electrons and a self-energy term has been introduced to represent the effect of the many-body interaction. The single-site approximation has been used for the self-energy term. The properties of the systems have been discussed in a quasi-particle picture. The effective mass of the quasi-particles has been obtained through the self-consistent calculation of the average occupation number of the f electrons. The conditions necessary for the presence of the heavy fermions and the corresponding change of the magnetic properties have been discussed and numerical computation has been carried out. The calculated results have been compared with recent experiments.