

CeCu₂Si₂ 和 UBe₁₃ 的超导理论 (II)

热力学量的计算

徐 继 海

(山东大学物理系)

1987 年 1 月 5 日收到

提 要

根据文献[1]中给出的模型和能隙方程,计算了超导态的热力学临界磁场, T_c 处的比热跃变以及 T_c 以下的比热行为. 结果表明: 有关热力学量的临界值与实验结果定性相符; T_c 以下的比热行为在整个温区与 CeCu₂Si₂ 和 UBe₁₃ 的实验结果符合.

一、引 言

根据文献[1]的讨论,我们认为重费密子超导(HFS)现象属于文献[1]中图 3 所示出的情形,即 HFS 系统的超导起源有两个方面,一个是 f 电子对与传导电子对的交换过程,另一个是局域电子与局域晶格形变的作用. 也就是 $J \approx 0, g\tilde{\gamma} - U > 0$ 的情形. 本文将在文献[1]中给出的模型基础上,计算 $T = 0$ 时的能隙函数;热力学临界磁场; T_c 处的比热跃变以及 T_c 以下的比热行为等热力学量. 由此我们将会更进一步证实文献[1]中给出的模型. 通过热力学临界场和 T_c 处的比热跃变的讨论,我们排除了 HFS 现象属于文献[1]中图 1 和图 2 所示情形的可能性,从而证实文献[1]中图 3 所示情形描述 HFS 现象的合理性. 特别是对 T_c 以下比热行为的计算,尽管在计算过程中作了不少近似,但对 CeCu₂Si₂ 和 UBe₁₃ 的比热所得到的简单公式,却在整个温区都能较好地与实验符合,这更证实了这一模型描述 HFS 现象是合理的. 为简便起见,本文所用符号的意义同文献[1],凡在文献[1]中已经用过的符号和已经建立的公式这里不再加以说明和列出,引用公式时以编号 (I.1) 表示文献[1]中的 (I) 式等.

二、 $T=0$ 时的能隙

在 $T = 0$ 时,文献[1]中的能隙方程 (I.16) 和 (I.17) 可以写成如下形式:

$$\Delta_s(0) = N_f J \Delta_f(0) \ln [2D_f / \Delta_f(0)], \quad (1)$$

$$\Delta_f(0) = N_s J \Delta_s(0) \ln [2D_s / \Delta_s(0)] + N_f (g\tilde{\gamma} - U) \Delta_f(0) \ln [2\omega_D / \Delta_f(0)]. \quad (2)$$

由此可得到

$$\Delta_f(0) = 2D_f \exp(-x / N_f J), \quad (3)$$

$$\Delta_s(0) = x\Delta_f(0), \quad (4)$$

其中 x 由下式决定:

$$x(x - N_f J \ln x) + \frac{N_f}{N_s} \left[\left(\frac{g\gamma - U}{J} + N_s J \ln \frac{D_s}{D_f} \right) x + N_f (g\gamma - U) \ln \frac{\omega_D}{D_f} - 1 \right] = 0. \quad (5)$$

根据 (I.6) 式有

$$(g\gamma - U)/J = U(g\gamma - U)/(2V^2). \quad (6)$$

一般来讲上面这个量比 1 大, 如果认为它是一个大于 1 的量, 则 (5) 式有如下形式的近似解:

$$x = \frac{1 - N_f (g\gamma - U) \ln(\omega_D/D_f)}{(g\gamma - U)/J + N_s J \ln(D_s/D_f)}. \quad (7)$$

在 HFS 中, 上式等号右端分子和分母的第二项都是非常小的量, 因此 x 的数量级可以用下式估计:

$$x \approx J/(g\gamma - U). \quad (8)$$

根据上面对 (6) 式的讨论, 我们知道 $x \ll 1$, 从 (4) 式可推知 $\Delta_s(0) \ll \Delta_f(0)$. 如果认为 $\omega_D \sim D_f$, 则有^[1]

$$\Delta_f(0) \approx 1.76T_c, \quad \Delta_s(0) \approx 1.76[J/(g\gamma - U)]T_c. \quad (9)$$

三、热力学临界磁场和 T_c 处的比热跃变

超导态的热力学临界磁场 H_c 与超导态和正常态的热力学势之差相联系

$$\mathcal{Q}_s - \mathcal{Q}_n = -H_c^2/8\pi. \quad (10)$$

在现在的情况下,

$$\mathcal{Q}_s - \mathcal{Q}_n = -\frac{1}{4} N_f \Delta_f^2 - \frac{1}{4} N_s \Delta_s^2 - \frac{1}{2} T(S_s - S_n), \quad (11)$$

其中 S_n 和 S_s 分别为系统在正常态和超导态的熵. Δ_s 和 Δ_f 由能隙方程 (I.16) 和 (I.17) 决定. 根据 (I.7)–(I.10) 式, 可以求出超导态的两支准粒子元激发能谱

$$E_{k_s} = \sqrt{\epsilon_k^2 + \Delta_s^2}, \quad E_{k_f} = \sqrt{\epsilon_k^2 + \Delta_f^2}. \quad (12)$$

如果忽略 s, f 两种准粒子之间的相互作用, 则系统在超导态的熵容易算出

$$S_s = 2 \sum_{k,i} \{ f(E_{k_i}) \ln f(E_{k_i}) + [1 - f(E_{k_i})] \ln [1 - f(E_{k_i})] \} \quad (i = s, f). \quad (13)$$

上式中的 $f(E_{k_i})$ 为费密分布函数.

系统在正常态的熵亦可由 (13) 式求出

$$S_n = S_s|_{\Delta_s=\Delta_f=0} = \frac{1}{3} \pi^2 (N_s + N_f) T^2. \quad (14)$$

下面讨论当 $T \rightarrow 0$ 和当 $T \rightarrow T_c$ 两种特殊情况下的 H_c .

1. $T \rightarrow 0$

此时利用(10)和(11)式,经过简单运算可以得到

$$H_c^2 = H_c^2(0) \left[1 - \frac{2\pi^2}{3} (N_f + N_s) T^2 / (N_f \Delta_f^2(0) + N_s \Delta_s^2(0)) \right], \quad (15)$$

其中 $H_c(0)$ 为 $T = 0$ 时的热力学临界磁场,

$$H_c^2(0) = 2\pi [N_f \Delta_f^2(0) + N_s \Delta_s^2(0)]. \quad (16)$$

利用(9)式有

$$H_c = H_c(0) \left[1 - 1.06(1 + N_s/N_f) / \left(1 + \frac{N_s}{N_f} \frac{J}{(g\gamma - U)} \right) \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]. \quad (17)$$

将上式应用到 HFS 系统,由于 N_s/N_f 是小量,则(17)式化为 BCS 理论的结果。但从(16)式可以看出 $H_c^2(0)$ 正比于 N_f , 所以这里的热力学临界场比普通金属大,与 HFS 的实验结果定性相符。

2. $T \rightarrow T_c$

根据(10)和(11)式,仿照与 Khalatnikov 和 Abrikosov 的讨论^[2],容易得出此时的 H_c ,

$$H_c^2/8\pi = \frac{7\zeta(3)}{16\pi^2 T_c^2} (N_s \Delta_s^2 + N_f \Delta_f^2), \quad (18)$$

式中 $\zeta(n)$ 为 n 阶 ζ 黎曼函数。要得出 H_c , 还需要找出在 $T \rightarrow T_c$ 时的 Δ_s 和 Δ_f 的形式。在 T_c 附近, Δ_s 和 Δ_f 都是小量,此时可将 (I.16) 和 (I.17) 式给出的能隙方程近似表示为

$$\left(N_f \ln \frac{2e^\gamma D_f}{\pi T_c} \right) \Delta_f - \frac{1}{J} \Delta_s + N_f \left(\ln \frac{T_c}{T} - \frac{7\zeta(3)}{8\pi^2 T_c^2} \Delta_f^2 \right) \Delta_f = 0, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} & - \frac{1}{J} \left[1 + N_f(g\gamma - U) \ln \frac{D_f}{\omega_D} \right] \Delta_f + \left(N_s \ln \frac{2e^\gamma D_s}{\pi T_c} \right. \\ & \left. + \frac{g\gamma - U}{J} \right) \Delta_s + N_s \left(\ln \frac{T_c}{T} - \frac{7\zeta(3)}{8\pi^2 T_c^2} \Delta_s^2 \right) \Delta_s = 0. \end{aligned} \quad (20)$$

当 $T \rightarrow T_c$ 时, (19) 和 (20) 两式等号左端的最后一项是小量,因而可近似得到

$$\Delta_f^2 = a^2 \frac{8\pi^2 T_c^2 \ln \frac{T_c}{T}}{7\zeta(3)}, \quad \Delta_s^2 = b^2 \frac{8\pi^2 T_c^2 \ln \frac{T_c}{T}}{7\zeta(3)}, \quad (21)$$

其中

$$a^2 = \frac{N_f b' + N_s a'}{N_f b' + N_s J^2 a'^3}, \quad b^2 = J a' a^2, \quad (22)$$

$$a' = N_f \ln \frac{2e^\gamma D_f}{\pi T_c}, \quad b' = N_s \ln \frac{2e^\gamma D_s}{\pi T_c} + \frac{g\gamma - U}{J}, \quad (23)$$

并且满足

$$a' b' = \frac{1}{J^2} \left[1 + N_f(g\gamma - U) \ln \frac{D_f}{\omega_D} \right]. \quad (24)$$

(24) 式实际上就是决定 T_c 的方程^[2]。

将(21)式代入(18)式中就可得到 T_c 附近的热力学临界场

$$H_c^2/8\pi = \frac{4\pi^2 T_c^2}{7\zeta(3)} (N_s b' + N_f a') \left(\ln \frac{T_c}{T} \right)^2$$

$$= \frac{4\pi^2 T_c^2}{7\zeta(3)} N_f a^4 \left(\ln \frac{T_c}{T} \right)^2 \left(1 + \frac{N_s}{N_f} J^2 a'^2 \right). \quad (25)$$

如果认为 $\omega_D \sim D_f$ (这是合理的假设, 因为 f 电子与声子间的有效相互作用的截止能量 ω_D 一般不能超过 f 能带的带宽), 根据文献[1]的讨论, $N_f J$ 为 1 的量级, 那么由(23)式可以看出 $J a'$ 亦为 1 的量级. 同时(22)式化为

$$a^2 = \left(1 + \frac{N_s}{N_f} a'^2 J^2 \right) / \left(1 + \frac{N_s}{N_f} a'^4 J^4 \right). \quad (26)$$

可以看出 a 也是 1 的量级的量. 这样, 由(25)式可以推知 H_c^2 正比于 N_f , 这比普通金属的热力学磁场大得多, 与 HFS 的实验结果相符.

下面计算 T_c 处的比热跃变 Δc . Δc 可以用如下关系求出:

$$\Delta c = -T_c \frac{\partial^2(Q_s - Q_n)}{\partial T^2} \Big|_{T=T_c}. \quad (27)$$

利用(10)和(18)式容易求得

$$\Delta c = \frac{8\pi^2 T_c}{7\zeta(3)} (N_s b^4 + N_f a^4). \quad (28)$$

根据同 H_c 的相似讨论知 Δc 也正比于 N_f , 与 HFS 的实验结果相符. 另外利用关系

$$c = T \frac{dS}{dT}, \quad (29)$$

其中 c 为系统的比热, S 为系统的熵, 利用(14)式容易求出系统在正常态的比热

$$c_n(T) = \frac{2\pi^2}{3} (N_s + N_f) T. \quad (30)$$

因此

$$\frac{\Delta c}{c_n(T_c)} = \left[\frac{12}{7\zeta(3)} \right] \frac{N_f a^4 + N_s b^4}{N_f + N_s} = 1.426 \frac{N_f a^4 + N_s b^4}{N_f + N_s}. \quad (31)$$

上式中前面的系数为 BCS 数值. 现在利用上式对比值 $\Delta c/c_n(T_c)$ 作一估算. 为了方便, 取 $\omega_D = D_f$, 则有

$$a^2 = \frac{1 + \frac{N_s}{N_f} J^2 N_f^2 \left(\ln \frac{2e^\gamma D_f}{\pi T_c} \right)^2}{1 + \frac{N_s}{N_f} J^4 N_f^4 \left(\ln \frac{2e^\gamma D_f}{\pi T_c} \right)^4}, \quad b^2 = J N_f \left(\ln \frac{2e^\gamma D_f}{\pi T_c} \right) a^2. \quad (32)$$

在 HFS 中, 我们取 $N_s/N_f \sim 1/200$, 根据文献[1]的讨论, 取 $J \sim 0.004$ eV, $N_f \sim 100$ eV⁻¹, $D_f \sim 40$ K. 对于 CeCu₂Si₂, 取 $T_c = 0.5$ K^[3], 则可由(31)和(32)式得出这个比值为 1.33; 对于 UBe₁₃^[4], 取 $T_c = 0.86$ K, 则这个比值为 1.38. 实验上测得 CeCu₂Si₂ 和 UBe₁₃ 的这个比值都是 1.36^[5], 理论值与实验值非常接近.

根据文献[1]的讨论, 当 $g\vec{\tau} - U = 0$, $J \neq 0$ 时系统也会发生超导转变. 在这种情况下, 仿照上面的讨论, 可相应得出 T_c 处的热力学临界磁场和比热跃变

$$H_c^2/8\pi = \frac{2N_s N_f}{(N_s + N_f)} \left(\frac{4\pi^2 T_c^2}{7\zeta(3)} \right) \left(\ln \frac{T_c}{T} \right)^2, \quad (33)$$

$$\Delta c = \frac{16\pi^2 T_c}{7\zeta(3)} \frac{N_s N_f}{(N_s + N_f)}. \quad (34)$$

从上两式可以看出,当 $N_f \gg N_s$ 时, H_c^2 和 Δ_c 实际上都正比于 N_s , 与普通金属同数量级, 表现不出重费密子行为, 因此我们认为 HFS 现象不属于此种情况。

四、 $T < T_c$ 时的比热行为

根据第二节的讨论, 我们已经得到了 $T = 0$ 时的能隙 $\Delta_s(0)$ 与 $\Delta_f(0)$ 之间的关系。要计算 CeCu₂Si₂ 和 UBe₁₃ 系统在超导态的比热, 还需知道 $\Delta_s(T)$ 与 $\Delta_f(T)$ 之间的关系。现在为了讨论方便, 象文献[1]讨论序参量时那样, 取一个等效的截止能量 ω , 因为比热对截止能量的选择并不敏感, 这样做并不会影响比热在 T_c 以下的行为。在这种情况下, (1.18) 式化为

$$T_c = 1.14\omega \exp \left[-\frac{1}{2N_s N_f J^2} (\sqrt{N_f^2(g\bar{\gamma} - U) + 4N_s N_f J^2} - N_f(g\bar{\gamma} - U)) \right]. \quad (35)$$

在 $(g\bar{\gamma} - U) \gg J$ 的情况下, 上式化为

$$T_c \approx 1.14\omega \exp[-1/N_f(g\bar{\gamma} - U)]. \quad (36)$$

根据文献[1]中的讨论, 现在要找出 $\Delta_s(T)$ 与 $\Delta_f(T)$ 之间的关系并不困难。我们已经证明 HFS 现象属于文献[1]中图 3 所示的情形, 由此图可以看出, 当 $N_f/N_s = 200$ 时, 实际上序参量 δ_s 已经为零, 根据(1.15)式, 立即可以得出

$$\Delta_s(T) = \frac{J}{(g\bar{\gamma} - U)} \Delta_f(T). \quad (37)$$

在得出上式的过程中我们已经利用了 $\delta_s = 0$ 的条件, 此时的两个能隙都是由 f 电子的序参量 δ_f 造成的[参见(1.15)式], 这说明系统中形成 Cooper 对的是 f 电子, 与 HFS 的实验结果相符合。另外我们看到, (37) 式与 $T = 0$ 时的相应结果(9)式是自洽的, 利用(36)式容易证明这一点。

根据(29)和(13)式, 容易求出系统在超导态的比热

$$c_s = c_s^f + c_s^s, \quad (38)$$

其中

$$c_s^f = \sum_k \left\{ \frac{1}{2} \beta^2 [E_{kf} + \beta(dE_{kf}/d\beta)] \left(E_{kf} \operatorname{sech}^2 \frac{\beta E_k}{2} \right) \right\}. \quad (39)$$

将上式中的 f 换为 s, 就可得到 c_s^s 。仿照 BCS 理论^[6], 利用特殊函数, 还可将(39)式表示成如下形式:

$$\frac{c_s^f}{c_n(T_c)} = \frac{N_f}{N_s + N_f} \frac{3}{2\pi^2} \left(\frac{\Delta_f}{T_c} \right)^3 \left(\frac{T_c}{T} \right)^2 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ (-1)^n (n + 1) \left[K_3 \left(\frac{(n+1)\Delta_f}{T} \right) + 3K_1 \left(\frac{(n+1)\Delta_f}{T} \right) \right] \right\}, \quad (40)$$

其中 K_n 为第二类修正的 n 阶 Bessel 函数。在一般情况下, 系统的比热由(38)–(40)式给出。当 $\Delta_s(T)$, $\Delta_f(T) \gg T$ 时, 利用(19)和(37)式, 可以用如下近似形式求比热:

$$\frac{c_s^f}{c_n(T_c)} = \frac{N_f}{N_s + N_f} \frac{3}{2\pi^2} \left(\frac{\Delta_f}{T_c} \right)^3 \left(\frac{T_c}{T} \right)^2 \left[K_3 \left(\frac{\Delta_f}{T} \right) \right]$$

$$+ 3K_1 \left(\frac{\Delta_f}{T} \right) \approx \frac{N_f}{N_s + N_f} 8.5\alpha_f \exp(-1.44 \alpha'_f T_c/T). \quad (41)$$

这样,系统的比热就可使用下面的近似公式计算:

$$\frac{c_s}{c_n(T_c)} = \left(\frac{N_f}{N_s + N_f} \right) 8.5\alpha_f \cdot \exp(-1.44 \alpha'_f T_c/T) + \left(\frac{N_s}{N_s + N_f} \right) 8.5\alpha_s \cdot \exp \left[-1.44 \frac{J}{(g\gamma - U)} T_c/T \right], \quad (42)$$

式中的 α_f , α'_f 和 α_s 均为 1 的量级的参数,它们一般要随温度变化。虽然(42)式在低温下成立,但为了讨论方便,我们将用该式对 T_c 以下整个温区的 c_s 行为进行估算。

对 CeCu_2Si_2 , 取 $N_f/N_s = 200$, $\alpha_f = \alpha'_f = 1$, $\alpha_s = 3.6$, $J/(g\gamma - U) = 0.18$, 由(42)式得

$$\frac{c_s(T)}{c_n(T_c)} = 8.5e^{-1.44T_c/T} + 0.15e^{-0.36T_c/T} \quad (\text{CeCu}_2\text{Si}_2). \quad (43)$$

对 UBe_{13} , 可取 $N_f/N_s = 200$, $\alpha_f = 1.16$, $\alpha'_f = 1.1$, $\alpha_s = 1.22$, $J/(g\gamma - U) = 0.18$, 由(42)式得

$$\frac{c_s(T)}{c_n(T_c)} = 9.86e^{-1.58T_c/T} + 0.052e^{-0.36T_c/T} \quad (\text{UBe}_{13}). \quad (44)$$

利用(43)和(44)式可以作出低温下的比热 c_s 随 T_c/T 变化的曲线(见图 1 和图 2)。为了比较,在图中还示出了由 BCS 理论和 P 波 ABM 相弱耦合理论所得到的结果。从图 1 和图 2 可以看出,现在的理论在整个温区与实验结果符合得很好。尤其是在低温区,

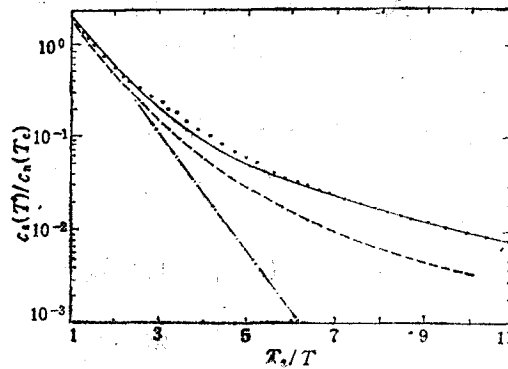


图 1

···为实验结果;---为 BCS 理论;---为 ABM (弱耦合)理论;——为本文; CeCu_2Si_2 的实验结果(取自文献[7]中的“样品4”)

BCS理论和 P 波理论与实验结果相差很大,而我们的理论与实验结果几乎完全相符。只是在 $T_c/T \sim 4$ 附近的区域,由现在的理论计算出的比热比实验值稍小些,特别是 CeCu_2Si_2 , 理论与实验结果相差更大些,但这仍比 BCS 理论和 P 波理论要好。我们认为,这些小小的偏差主要是由于我们在计算比热时用了(42)式的近似式以及忽略了 α_f , α'_f 和 α_s 等参数随温度的变化而引起的。

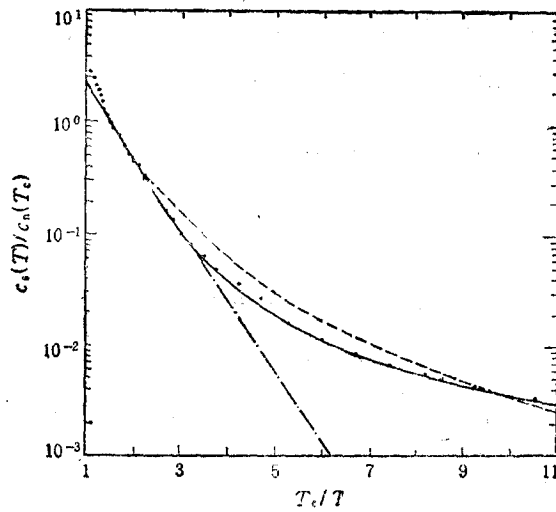


图 2

UBe_{13} 的实验结果^[4]; 其余图注同图 1

另外我们注意到,在 CeCu_2Si_2 和 UBe_{13} 两种情况下,衡量 f 电子对与传导电子对的交换作用以及 f 电子间的有效吸引作用大小的参数 $J/(g\gamma - U)$ 是相同的,都等于 0.18,这说明,这两种 HFS 系统的相互作用基本相同. 利用 Δ_s , Δ_f (由能隙方程决定)和 N_f/N_s 的数值,可以反过来计算 J 和 $(g\gamma - U)$ 的大小,这对于验证超导机制是非常有用的.

五、讨 论

前几节我们根据文献[1]中提出的模型,计算了超导态的有关热力学量.根据文献[1]中关于序参量以及本文关于能隙的讨论,我们发现:在一般情况下,系统存在两个序参量 δ_f 和 δ_s ,以及两个能隙函数 Δ_f 和 Δ_s . 但将我们的模型应用于 HFS 系统,由于此时 $N_f \gg N_s$,就可得出 $\delta_s \approx 0$ 的结论.这样,系统的序参量只有一个 δ_f ,这说明 HFS 系统的超导完全由 f 电子形成配对束缚态而引起.虽然在 HFS 系统中存在一个序参量,由于在我们的模型中允许 f 电子对与传导电子对的交换过程发生,结果仍使系统存在两个能隙.根据文献[1]和本文的讨论,两个能隙的存在对于解释 HFS 现象是非常重要的.根据上面的计算,在 $g\gamma - U > 0$ 的情况下所得到的热力学临界场以及 T_c 处的比热跃变都与 HFS 的实验结果定性相符.对 CeCu_2Si_2 , 我们求得 T_c 处的比热跃变与正常态的比热之比 $\Delta c/c_n(T_c) = 1.33$; 对 UBe_{13} , $\Delta c/c_n(T_c) = 1.38$; 实验上发现 CeCu_2Si_2 和 UBe_{13} 的这个比值都为 1.36^[5],理论与实验基本一致.对 $T = 0$ 时的能隙函数的计算表明: $\Delta_f(0) = 1.76T_c$,这正是 BCS 关系; $\Delta_s(0) = \frac{J}{g\gamma - U} \Delta_f(0) \ll \Delta_f(0)$,这些结果对于计算 HFS 系统在 T_c 以下的比热行为是非常重要的.根据对比热的计算;我们发现,在 T_c 以下的高温区,较大的能隙 Δ_f 所对应的项对比热的贡献大,此时近似有 $c_s \sim c_f^f$;而在低温区,较小的能隙 Δ_s 所对应的项 c_s^s 在比热中起主要作用.由此我们对 CeCu_2Si_2 和 UBe_{13}

分别得到了 T_c 。以下比热随温度变化的近似公式(43)和(44),这一结果在 T_c 以下的整个温区都能与实验结果较好地符合。利用这一模型对 HFS 系统超导态的输运性质和电磁性质的计算工作目前正在进行中,有关结果将另文报道。

衷心感谢梅良模先生在工作中所给予的帮助和支持。

参 考 文 献

- [1] 徐继海, 本刊本期.
- [2] I. M. Khalatnikov and A. A. Abrikosov, *Adv. Phys.*, 8(1959), 45.
- [3] F. Steglich *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, 43(1979), 1892.
- [4] H. R. Ott *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, 50(1983), 1595.
- [5] G. R. Stewart, *Rev. Mod. Phys.*, 56(1984), 755.
- [6] J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.*, 108(1957), 1175.
- [7] C. D. Bredl *et al.*, *J. Magn. Magn. Mat.*, 31—34, (1984), 373.
- [8] H. R. Ott *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, 52(1984), 1915.

THE THEORY OF SUPERCONDUCTIVITY IN CeCu_2Si_2 AND UBe_{13} (II)

THE CALCULATIONS OF THERMODYNAMIC QUANTITIES

XU JI-HAI

(Department of Physics, Shandong University, Jinan)

ABSTRACT

The thermodynamic critical field of superconducting state, the jump of the specific heat at T_c and the behaviors of the specific heat below T_c have been calculated by using the model and the gap equations given in Ref [1]. It is shown that the critical values of the thermodynamic quantities are qualitatively in agreement with the experimental results, and the behaviors of the specific heat are in accordance with those results of CeCu_2Si_2 and UBe_{13} at all temperatures.