

三重态双极化子的超导 A 相与 B 相

厉彦民

章立源

(中国科学院物理研究所)

(北京大学物理系)

1986 年 1 月 31 日收到

提 要

本文应用对称破缺的自洽 Hartree 近似讨论了三重态双极化子的超导 A 相和 B 相。在弱耦合的情况下,通过自由能的计算得到 B 相总比 A 相稳定;在强耦合的情况下,加入涨落反馈项可使得 A 相的自由能比 B 相的自由能低,或者发生 A 相到 B 相的转变,这和 ^3He 超流的情形类似。本文还精确计算了超导稳定相的热力学临界场 H_c 。随温度的变化,并与重费密子超导体 UBe_{13} , UPt_3 和 URi_2Si_2 的上临界场作了比较,发现 H_c 能定性解释所有这些超导体的上临界场的反常温度特性。

一、引 言

局域电子配对,即双极化子,一直是人们很感兴趣的问题。自从 Anderson^[1] 提出局部的晶格畸变可使得相邻的两电子克服其库仑排斥而产生有效相互吸引(—U 中心)从而导致局域配对以来,许多作者提出了一些其他可能的机制。很多无序半导体、玻璃、混合价和半金属等材料中可能存在—U 中心。 $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ ^[2], $(\text{NH}_4)_2\text{SbBr}_6$ ^[3], $\text{PbTe}(\text{Tl})$ ^[4] 和 $\text{KcPb}_2\text{Pt}(\text{Cm})_4\text{Br}_{0.3}\cdot 3\text{H}_2\text{O}$ ^[5] 等被认为是存在这种 Anderson 双极化子的系统,其中 $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ 是人们很感兴趣的超导材料,超导临界温度约为 12K。

Lakkis 等人^[6]提出了另一种单重态双极化子——两中心双极化子,即双极化子是在相邻的两位置形成的。许多实验结果表明在很多化合物,如 Ti_4O_7 ^[6], $\text{M}_x\text{V}_2\text{O}_5$ ^[7] (M 为碱金属、Ag 或 Cu), $(\text{Ti}_{1-x}\text{V}_x)_4\text{O}_7$ ^[8], $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ ^[9], LiTi_2O_4 ^[10] 和 WO_{3-x} ^[11] 等中存在着这种两位置的双极化子。其中 LiTi_2O_4 具有超导电性。

很多作者已对单重态双极化子的超导电性作了理论探讨^[12-14]。但是对三重态双极化子的研究目前还较少。然而在许多实际材料中是可以形成三重态双极化子的。在原子的波函数是简并的或者是由原子集团组成的系统中, Hund 交换能量将有利于三重态而不利于单态双极化子的形成。在同时具有较局域的 d 或 f 电子和较扩展的 s 或 p 电子的系统中,一些作者根据 Anderson 晶格哈密顿量,得到在局域的电子之间存在着有效相互吸引作用^[15-17],在某些情况下这种有效吸引作用可导致实空间的配对产生。我们通过对双极化子的稳定性的研究发现^[18,19],在两中心配对的情况下,即使单重态双极化子为系统的基态,三重态也几乎和单重态一样稳定。因此,详细研究三重态双极化子的正常态和超导态的特性是很有必要的。应该指出,由于通过任何方式形成的局域电子配对都可以用一个有效的哈密顿量来描述,因此这里指的双极化子可以是由电声子相互作用形成的通常意义的双极化子,或者其他相互作用形成的局域电子配对。

最近实验上发现的所谓重费密子超导材料,如 CeCu_2Si_2 , UBe_{13} 和 UPt_3 等,从低温热力学特性推知可能是一种三重态配对的超导体^[20]. 我们最近对三重态双极化子 A 相的超导电性的研究发现^[21],重费密子的一些其他理论尚未解释的反常特性,如 UBe_{13} 的上临界场的反常温度特性^[22]等可用双极化子模型来定性解释. Alexandrov 等人^[23]用玻色子代替双极化子,对三重态双极化子系统的正常态的比热和磁化率作了研究,发现磁化率和重费密子系统具有类似的性质,即在高温显示出居里-外斯型,在低温呈现一个很大的值;比热在低温下具有线性关系. 我们知道,在超流态玻色系统的比热与温度成 α 次方关系,即 $C_e \propto T^\alpha$. 当玻色子间的库仑作用被屏蔽时, $\alpha = 3$. 这正是重费密子系统 UBe_{13} 的超导态的比热与温度的关系. 该特性被 Ott 等人^[24]认为是 p 波超导配对的证据. 可以看出,三重态双极化子系统具有许多非寻常的特性,至少可以定性说这些特性和目前发现的一些奇异超导体的超导电性有一定的联系.

本文将进一步分析三重态双极化子系统的超导电性. 在文献[21]中,我们假定了系统处于 A 相,然后讨论了 A 相的超导电性. 然而,类似于超流 ^3He , 三重态双极化子具有 A 相和 B 相,本文将对系统的稳定相进行探讨. 在系统的稳定相中,对热力学临界场的反常温度特性进行详细讨论,并与有关的实验作进一步的比较.

二、弱耦合情形下的超导 A 相和 B 相

描述双极化子的简单模型是扩展的 Hubbard 哈密顿量. 在电声子相互作用形成的两中心双极化子的情况下,实验发现,晶格是由“原子对”组成的,原子对与原子对之间离得较远. 我们将以这种情形为例写出双极化子的有效哈密顿量. 通过正则变换解除电声子之间的耦合,电子的有效哈密顿量可表达为

$$\begin{aligned}
 H &= H_0 + H_1, \\
 H_0 &= \sum_m \left[t_1 \sum_{\sigma} (C_{m1\sigma}^{\dagger} C_{m2\sigma} + \text{h.c.}) + U \sum_{\alpha} n_{m\alpha\uparrow} n_{m\alpha\downarrow} + \sum_{\sigma\sigma'} (V_1 n_{m1\sigma} n_{m2\sigma'} \right. \\
 &\quad \left. + J_1 C_{m1\sigma}^{\dagger} C_{m2\sigma'}^{\dagger} C_{m1\sigma'} C_{m2\sigma}) \right], \\
 H_1 &= \sum'_{mm'} \sum_{\alpha\alpha'} (t_{m\alpha m'\alpha'} C_{m\alpha\sigma}^{\dagger} C_{m'\alpha'\sigma} + \text{h.c.}) \\
 &\quad + \frac{1}{2} \sum'_{mm'} \sum_{\alpha\alpha'} \sum_{\sigma\sigma'} (v_{m\alpha m'\alpha'} n_{m\alpha\sigma} n_{m'\alpha'\sigma'} \\
 &\quad + J_{m\alpha m'\alpha'} C_{m\alpha\sigma}^{\dagger} C_{m'\alpha'\sigma'}^{\dagger} C_{m\alpha\sigma} C_{m'\alpha'\sigma}).
 \end{aligned} \tag{1}$$

这里 m 表示原子配对的位置, $\alpha = 1, 2$ 标出在配对中两电子所在的位置. $C_{m\alpha\sigma}^{\dagger}$, $C_{m\alpha\sigma}$ 和 $n_{m\alpha\sigma} = C_{m\alpha\sigma}^{\dagger} C_{m\alpha\sigma}$ 分别是处于第 m 个原子配对中第 α 个原子位置自旋为 σ 的重整化电子的产生、湮灭和粒子数算符. H_0 描述电子在原子对内的运动, H_1 为原子对间电子的跳跃能量、库仑和交换相互作用之和. (1)式的哈密顿量即为一般的扩展 Hubbard 哈密顿量. 因为原子对之间的相互作用与原子对内的相互作用相比较小,一般把 H_0 看作未微扰哈密顿量,而 H_1 看作微扰. 在双极化子形成的情况下,应有 $V_1 < 0$. 应该指出,在单中心的 Anderson 双极化子的情况下,只要把 $\alpha = 1, 2$ 理解为表示原子的简并轨道, (1)式仍可描

述这种情形.

容易由 H_0 证明,三重态双极化子比单重态双极化子稳定的条件是

$$J_1 > 2t_1^2/(U + |V_1|), \quad (2)$$

即较大的 Hund 能量和较强的 Hubbard 排斥将有利于三重态的形成. 本文我们将讨论双极化子耦合比较强、且温度比较低的情况. 这时自由极化子的密度非常小,可以忽略不计,即系统为完全的双极化子系统. 在这种情况下,我们把(1)式哈密顿量投影到三重态双极化子的子空间,可以得到描述双极化子运动的有效哈密顿量. 定义三重态双极化子湮灭算符为

$$\hat{A}_m = a_{m1\uparrow}a_{m2\uparrow}, \hat{B}_m = a_{m1\downarrow}a_{m2\downarrow}, \hat{C}_m = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_{m1\uparrow}a_{m2\downarrow} + a_{m1\downarrow}a_{m2\uparrow}). \quad (3)$$

经过正则变换或投影算符方法,可把(1)式化为双极化子有效哈密顿量为^[21]

$$H = - \sum_{mm'}' t_{mm'} (\hat{A}_m^\dagger \hat{A}_{m'} + \hat{B}_m^\dagger \hat{B}_{m'} + \hat{C}_m^\dagger \hat{C}_{m'}) + \frac{1}{2} \sum_{mm'}' v_{mm'} \hat{n}_m \hat{n}_{m'}, \quad (4)$$

其中 $\hat{n}_m = \hat{A}_m^\dagger \hat{A}_m + \hat{B}_m^\dagger \hat{B}_m + \hat{C}_m^\dagger \hat{C}_m$; $t_{mm'}$ 和 $v_{mm'}$ 分别为双极化子的有效跳跃能量和库仑能量,在文献[21]中,我们已给出了其表达式. 为方便起见,我们将仅考虑最近邻配对之间的相互作用,因而以后将去掉 $t_{mm'}$ 和 $v_{mm'}$ 的下标.

通过 Bogoliubov 对热力学势的变分原理,我们引入对称破缺的自治 Hartree 近似. Bogoliubov 的变分原理为^[22]

$$\Omega \leq \Omega_0 = \frac{1}{\beta'} \ln \text{Tr} \exp[-\beta'(\tilde{H}_0 - \mu N_c)] + \langle H - \tilde{H}_0 \rangle_0, \quad (5)$$

其中 N_c 为双极化子的总数, $\beta' = 1/T(k_B$ 取为1), $\tilde{H}_0$ 是试验哈密顿量, $\langle \cdots \rangle_0$ 是相对密度矩阵 $\rho_0 = \exp[-\beta'(\tilde{H}_0 - \mu N_c)]/\text{Tr} \exp[-\beta'(\tilde{H}_0 - \mu N_c)]$ 的平均, μ 为化学势. 令

$$\alpha_m = \langle \hat{A}_m \rangle_0, \beta_m = \langle \hat{B}_m \rangle_0, \gamma_m = \langle \hat{C}_m \rangle_0. \quad (6)$$

当系统为均匀时, α_m , β_m 和 γ_m 均与 m 无关,对称破缺的哈密顿量可选择为

$$\tilde{H}_0 = \sum_m \tilde{H}_m = \sum_m (-\delta_1 \hat{A}_m^\dagger - \delta_1^* \hat{A}_m - \delta_2 \hat{B}_m^\dagger - \delta_2^* \hat{B}_m - \delta_3 \hat{C}_m^\dagger - \delta_3^* \hat{C}_m + \lambda' \hat{n}_m), \quad (7)$$

其中 δ_1 , δ_2 , δ_3 和 λ' 为使热力学势 Ω_0 为极小的充分参数.

对于 B 相,在每个配对位置有四个可能的状态: $|0\rangle$, $\hat{A}^+|0\rangle$, $\hat{B}^+|0\rangle$ 和 $\hat{C}^+|0\rangle$,算符 $\hat{A}$, $\hat{B}$, $\hat{C}$ 和 $\hat{n}$ 由此可表示为

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \hat{B} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\hat{C} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \hat{n} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

把(8)式代入(7)式,可以得到 $\hat{H}_m + \mu \hat{n}_m$ 的本征值为

$$E = \lambda, \lambda, (\lambda \pm R)/2, \quad (9)$$

其中 $R = \lambda^2 + 4(|\delta_1|^2 + |\delta_2|^2 + |\delta_3|^2)^{1/2}$, $\lambda = \lambda' - \mu$. 平均每个配对位置的试验热力学势为

$$\begin{aligned} \frac{Q_0}{N} = & -\frac{1}{N\beta'} \ln \text{Tr} \exp[-\beta'(\tilde{H}_0 - \mu N_c)] \\ & + \left(-tz|\alpha|^2 - tz|\beta|^2 - tz|\gamma|^2 + \frac{1}{2} \nu z n^2 \right. \\ & \left. + \delta_1^* \alpha + \delta_1 \alpha^* + \delta_2^* \beta + \delta_2 \beta^* + \delta_3^* \gamma + \delta_3 \gamma^* - \lambda' \right). \quad (10) \end{aligned}$$

其中 $n = N_c/N$ 是每个配对位置平均双极化子密度, N 是配对位置的总数, z 是每个配对位置的最近邻的数目, n 和 α 分别为

$$n = \text{Tr}(\hat{n}\rho_0) = \frac{1}{2} + \frac{1 - \lambda/R e^{-\beta'\lambda/2} \text{sh}(\beta'R/2)}{2[1 + e^{\beta'\lambda/2} \text{ch}(\beta'R/2)]}, \quad (11a)$$

$$\alpha = \text{Tr}(\hat{A}\rho_0) = \frac{\delta_1}{R} \frac{e^{\beta'\lambda/2} \text{sh}(\beta'R/2)}{1 + e^{\beta'\lambda/2} \text{ch}(\beta'R/2)}, \quad (11b)$$

β 和 γ 的表达式只要在(11b)式的右端中把 δ_1 分别换成 δ_2 和 δ_3 即可得到. (11a) 式为决定化学势的方程. 把试验热力学势 Q_0 取极小可得到

$$\delta_1 = tz\alpha, \delta_2 = tz\beta, \delta_3 = tz\gamma, \lambda' = \nu zn. \quad (12)$$

把(12)式代入(11a)和(11b)式中,即可得到决定序参量和化学势的耦合方程,这些方程应该自洽解出.

在正常态, $\alpha = \beta = \gamma = 0$, 由此可得到正常态的化学势

$$\mu^N = \nu zn - T \ln [3(1-n)/n]. \quad (13)$$

每个配对位置的自由能

$$\frac{F^N}{N} = \frac{Q_0^N}{N} + \mu^N n = -T \left[\ln \frac{3}{n} - n \ln \frac{3(1-n)}{n} \right] + \frac{1}{2} \nu z n^2. \quad (14)$$

在超导态,由于无极化,应有 $\alpha = \beta = \gamma$. 在(11a)和(11b)式中令 $\alpha, \beta, \gamma \rightarrow 0$, 可得到超导 B 相的转变温度

$$T_B = tz \left(1 - \frac{4}{3} n \right) / \ln [3(1-n)/n]. \quad (15)$$

超导 B 相的自由能为

$$\begin{aligned} \frac{F^B}{N} = & \frac{Q_0}{N} + \mu n = (1-n) + tz(|\alpha|^2 + |\beta|^2 + |\gamma|^2) \\ & - T \ln \left[2 + 2e^{\beta'\lambda/2} \text{ch} \frac{\beta'R}{2} \right] + \frac{1}{2} \nu z n^2. \quad (16) \end{aligned}$$

超导 A 相的自洽方程以及自由能的表达式已在前文给出了^[21], 我们将不在这里重新列出. 由 A, B 相的自由能与(14)式的正常态的自由能相等, 可以得到各相到正常态的转变温度. B 相的转变温度仍由(15)式的 T_B 给出, A 相的转变温度 T_A 和文献[21]的结果不同, 在那里正常态假定是二分量的, 其自由能比三分量的高, T_A 可通过数值计算得到. 图 1 表示了当 $n = 0.2$ 和 0.4 时 B 相与 A 相的自由能与正常态的自由能之差的负值随温度

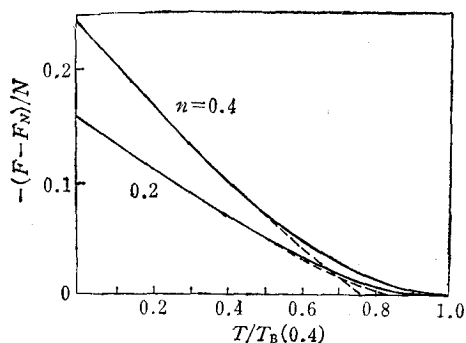


图1 超导态的自由能与正常态的自由能之差的负值与温度的关系 实线和虚线分别对应于B相和A相. $T_B(0.4)$ 为B相在 $n=0.4$ 时的转变温度

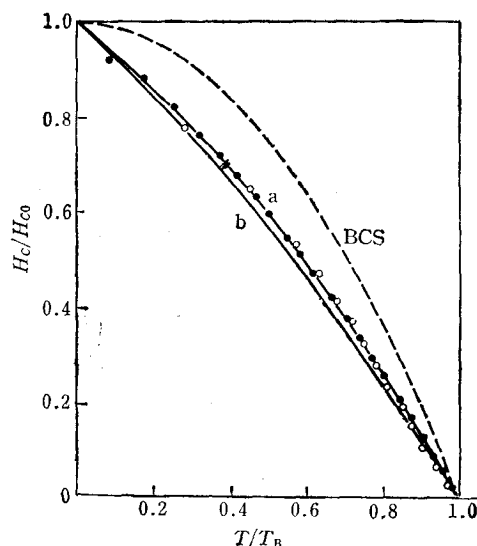


图2 热力学临界场与温度的依赖关系 H_{c0} 和 T_B 分别为系统稳定相的零温热力学临界场和转变温度

的变化。能量以 ϵ_z 为单位，温度以 $n = 0.4$ 时的 T_B 为单位。曲线在 T 轴上的截距为转变温度。可以看出 $T_A < T_B$ ，即A相的转变温度比B相的低，而A相的自由能比B相的高，所以B相总比A相稳定。这个结论对任意双极化子密度 n 都是成立的。在弱耦合情况下，该结论和 ^3He 超流理论类似，即各向同性的相总比各向异性的相自由能低。

也许最出人预料的结果是稳定相的热力学临界场 H_c 随温度的变化关系，如图2所示。 H_{c0} 为绝对零度下的热力学临界场，实线 a 和 b 分别对应于 $n = 0.1$ 和 0.3 。可以看出， H_c/H_{c0} 随 T/T_B 的变化与 n 的关系并不很敏感。但应注意 H_{c0} 和 T_B 的值对不同 n 可能差别很大。作为比较，图中虚线示出了 BCS 理论的结果，显然两者之间存在着很大的差别。在低温下， $H_c(T)$ 在本模型中呈线性关系，而在 BCS 理论中显示二次方关系。图2中的黑点(●)和圆圈(○)分别是重费密子超导体 URi_2Si_2 ^[26] 和 UPt_3 ^[27] 的上临界场 $H_{c2}/H_{c2}(0)$ 的实验结果。令人惊讶的是这两种重费密子超导体的上临界场和局域电子配对系统的热力学临界场符合得非常好。应该指出，我们在做这个比较时，只是令 $H_{c2}(0)$ 等于 H_{c0} ，没有其他任何可调参数。

三、强耦合的影响

尽管在弱耦合的情形下B相总比A相稳定，但正如 Anderson和 Brinkman^[28] 对超流 ^3He 所指出的，由于A相是非各向同性的，相互作用也应与方向有关。因此在A相中应该加入涨落反馈 (fluctuation feedback) 的作用，即考虑强耦合的影响。

根据 ^3He 超流理论，涨落反馈项^[29]可写为

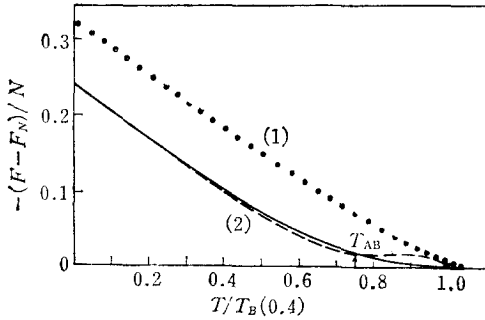


图 3 强耦合时自由能与温度的关系

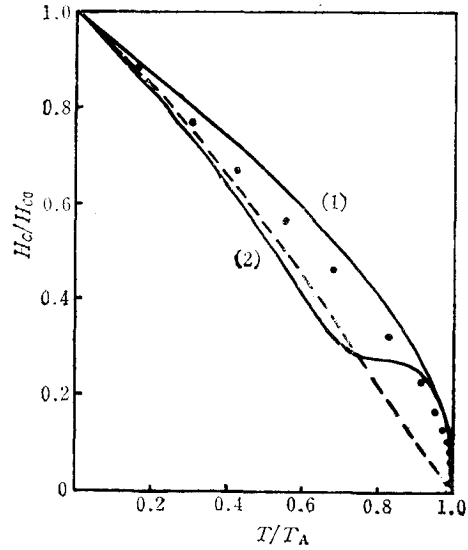


图 4 强耦合时热力学临界场与温度的关系

$$H_f = I \sum_{\langle mm' \rangle} (A_m^\dagger B_{m'} + B_m^\dagger A_{m'}), \quad (17)$$

其中 $\langle mm' \rangle$ 表示只对最近邻求和, I 是耦合参数。(17)式即代表粒子自旋反转的过程。在正常态,该过程应该是禁止的,因而当 $T > T_c$ 时, $I = 0$ 。因此 I 应该是温度的函数。从超流理论的研究我们知道,从微观导出 I 的温度关系实际上是不可能的。我们将仅对两种最简单的温度关系,讨论系统具有哪些物理性质。在 T_c 之下, I 对温度的依赖关系将假定为

(1) I 为常数 I_0 。

(2) I 为高斯型的温度函数 $I = I_0 \exp \left[-\frac{(T - T_c)^2}{0.1 T_c^2} \right]$, T_c 为两分量系统的转变温度。

这表示在 T_c 点, $0.1 T_c$ 范围存在着一个较大的涨落反馈作用。

根据前面的讨论可同样处理(17)式的项。对 A 相的自由能的计算结果如图 3 的虚线和点线所示,实线是前面 B 相的结果,在计算中取双极化子密度 n 为 0.4。点线对应于 I 为常数的情形(1), I_0/t 取为 0.35,这时 A 相的自由能总比 B 相的低,相变温度也高。虚线对应于 I 为(2)的高斯型, I_0/t 取为 0.4。这时随着温度降低,系统将首先转变到 A 相,然后在 T_{AB} 点转变到超导 B 相。通过熵的计算得到,所有的相变都是一级的。

图 4 是在考虑了涨落反馈之后系统的稳定相的热力学临界场随温度的变化。实线(1)和(2)分别对应于情形(1)和(2)。图中的点为 Maple 等人^[22]对另一种重费密子超导体 UBe_{13} 的上临界场的实验结果。可以看出,当涨落反馈在 T_c 之下近似与 T 无关时, H_c/H_{c0} 具有与 UBe_{13} 上临界场类似的温度特性。在 T_c 处,临界场非常陡,在低温下,近似呈线性关系。由于用 H_c 来解释上临界场的实验结果只有定性的意义,我们没有试图调节参数 I_0 的大小使 H_c 符合实验曲线。当涨落反馈与温度有关时,会使得 H_c 有比较复杂的

变化特性. 图4中曲线(2)显示出两个拐点. 注意到 Rauchschalbe 等人^[30]对不同的 UBe_{13} 样品所做的上临界场的测量是很有趣的. 他们的测量结果明确地显示出两个拐点的存在, 温度特性也与之类似. 当然, 实验结果并不象曲线(2)那样陡地随温度变化. 如果我们改变 I 与温度的关系, 会改变该曲线的某些形状, 但只要认为在临界点附近涨落反馈较大, 就会有两个拐点的存在. 而在绝对零度附近趋向于 B 相的结果(图4中虚线所示).

四、结 论

本文采用对称破缺的自洽 Hartree 近似, 讨论了三重态双极化子的 A 相和 B 相的超导电性. 在弱耦合的情形下, 通过自由能的计算得到, B 相总比 A 相稳定. 在强耦合的情况下, 加入涨落反馈项, 可使得 A 相的自由能比 B 相的低. 如果涨落反馈项的耦合参量为某种温度的函数, 可发生从 A 相到 B 相的转变.

双极化子系统的热力学临界场 H_c 显示了非寻常的温度特性, 它和重费密子超导体 UBe_{13} , UPt_3 和 URi_2Si_2 的上临界场的温度特性非常类似. 我们知道, 这些超导体的上临界场的温度特性都是 BCS 理论和通常的 p 波超导理论所不能很好地解释的.

本文作者之一厉彦民的工作是在导师李荫远教授的指导下完成的, 并经常得到瑞典林雪坪大学赵光安教授的帮助, 在此表示衷心的感谢.

参 考 文 献

- [1] P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.*, **34**(1975), 953.
- [2] T. M. Rice and L. Sneddon, *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1981), 689.
- [3] S. P. Ionova, V. S. Lubimov, G. V. Ionova, G. V. Vimin and E. F. Mekarov, *Phys. Stat. Sol.*, (b) **77**(1975), 11.
- [4] I. A. Tschermit, S. N. Likhov and N. I. Grechko, *Fiz. Tver. Tela*, **24**(1982), 2931.
- [5] H. Nagasawa, *Phys. Stat. Sol.*, (b) **109**(1982), 749.
- [6] S. Lakkis, C. Schlenker, B. K. Chakraverty, R. Buder and M. Marizio, *Phys. Rev.*, **B14**(1976), 1429.
- [7] B. K. Chakraverty, M. J. Sienko and J. Bonnerot, *Phys. Rev.*, **B17**(1978), 3781.
- [8] C. Schlenker, S. Ahmed, R. Buder and M. Gourmale, *J. Phys. C* **12**(1979), 3503.
- [9] G. Travaglini, P. Wachter, J. Marcus and C. Schlenker, *Solid State Commun.*, **37**(1981), 599.
- [10] D. C. Jonston, *J. Low Temp. Phys.*, **25**(1976), 145; D. C. Jonston, R. W. McCallum, C. A. Luengo and M. B. Maple, *ibid.*, **25**(1976), 177.
- [11] O. F. Schirmer and E. Salje, *J. Phys. C*, **13**(1980), L1967.
- [12] S. Robaszkiewicz, R. Micnas and K. A. Chao, *Phys. Rev.*, **B23**(1981), 1447; *ibid.*, **24**(1981), 1579.
- [13] I. O. Kulik and A. G. Pedan, *Sov. Phys. JETP*, **52**(1980), 742.
- [14] A. Alexandrov and J. Ranninger, *Phys. Rev.*, **B23**(1981), 1796; *ibid.*, **24**(1981), 1164.
- [15] Y. M. Li (厉彦民), *Phys. Lett.*, **A112**(1985), 69.
- [16] T. K. Lee, *J. Phys. C*, **18**(1985), L31.
- [17] D. Van Der Marel and G. A. Sawatzky, *Solid State Commun.*, **55**(1985), 937.
- [18] 厉彦民、赵光安, 物理学报, **33**(1984), 273, 或 *Chin. Phys.* **4** (1984), 804
- [19] 厉彦民、赵光安, 待发表.
- [20] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **B30**(1984), 1549.
- [21] Y. M. Li (厉彦民) and L. Y. Zhang (章立源), *Solid State Commun.*, **57**(1986), 553.
- [22] M. B. Maple *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 477.
- [23] A. Alexandrov, J. Ranninger and S. Robaszkiewicz, *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 949; and to be published in *Phys. Rev. B*, (1986).

- [24] H. R. Ott *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 1915.
- [25] S. V. Tyablikov, *Methods in the Quantum Theory of Magnetism* (Plenum New York, 1967).
- [26] W. Schlabit *et al.*, *Z. Phys. B*, **62**(1986), 171.
- [27] J. W. Chen *et al.*, *Phys. Rev.*, **B30**(1984), 1583.
- [28] P. W. Anderson and W. F. Brinkman, *Phys. Rev. Lett.*, **30**(1973), 1108.
- [29] G. D. Mahan, *Many Particle Physics* (Plenum, New York, 1981).
- [30] U. Rauchschwalbe *et al.*, *Z. Phys. B*, **60**(1985), 3 379.

SUPERCONDUCTING A AND B PHASES IN TRIPLET BIPOLARON SYSTEMS

LI YAN-MIN

(*Institute of Physics, Academia Sinica*)

ZHANG LI-YUAN

(*Department of Physics, Peking University*)

ABSTRACT

Superconducting A and B phases in triplet bipolaron system have been treated by using the selfconsistent broken-symmetry Hartree approximation. The B phase is always more stable than the A phase in the weak coupling case. But in the strong coupling case, owing to the fluctuation feedback effect, the free energy of the A phase can be lower than that of the B phase, or the A-B transition may occur, which is analogous to the superfluid of ^3He . The thermodynamic critical field H_c of the stable phase of the system has also been calculated and compared with the upper critical fields of heavy-fermion superconductors, UPt_3 and URi_2Si_2 . It has been found that H_c can qualitatively account for the abnormal temperature dependences of the upper critical fields of these superconductors.