第 35 卷 第 9 期　　物 理 学 报　　Vol. 35, No. 9
1986 年 9 月　　ACTA PHYSICA SINICA　　Sept., 1986

巡游铁磁体中重费密子超导电性的理论研究

冯 世 平
(北京师范大学物理系)
1985 年 12 月 16 日收到

提 要

根据某些重费密子超导系统可能是 P 波型超导系统的思想，我们讨论了在巡游铁磁体中的超导电性问题. 所得结论是在某些特定参数的系统、在某些温度点，可能形成铁磁超导体.

一、引 言

超导电性和磁性通常是互相排斥的. 但是最近仍然在具有很强的磁性物质 $CeCu_3Si_2$ 中发现它在低温下也是超导体[1]. 由于这类超导体的低温反常现象，特别是具有大的有效质量,因而一般称它们为重费密子超导体[2]. 显然,对于这类强磁性的超导体,研究其超导相和铁磁相共存的状态是很有意义的. 关于超导和铁磁能否共存的问题，过去也曾有过许多研究[3],最近有人又重新对这个问题进行了探讨[4]. 所有这些研究的前提都认为超导电性是由于 BCS 的电声子机制而引起的,就是处于超导态时形成 Cooper 电子对——两个电子自旋反平行状态. 这样形成的 Cooper 对状态是所谓的单态 (S 波超导体). 在这种机制下理论研究所得到的结论总是铁磁性和超导性不能共存. 但是，最近对于某些重费密子超导体的理论研究,发现它们可能是类似于 Landau 的费密液体型的 P 波型超导体[5-7]. 在这种 P 波型超导体中,形成两个电子自旋平行的电子对，其状态是三重态. 这种状态是有利于磁性的. 因此，在 P 波超导体情况下是否有可能发生铁磁态和超导态的共存? 本文将在模型哈密顿量下研究这个问题.

二、理 论

我们采用如下形式的模型哈密顿量:

$$H = H_0 + H_H + H_s. \tag{1}$$

这里

$$H_0 = \sum_{k\sigma} [\varepsilon(\boldsymbol{k}) - \mu] c^+_{k\sigma} c_{k\sigma}. \tag{2}$$

式中 μ 是系统的化学势,而

$$H_{\mathrm{H}}=\frac{u}{N}\sum_{k,k',q}c_{k+q\uparrow}^{+}c_{k'-q\downarrow}^{+}c_{k'\downarrow}c_{k\uparrow}\tag{3}$$

是描述磁性的 Hubbard 项，H_s 可表述成

$$H_s=\frac{1}{2N}\sum_{\substack{k,k',q\\ \sigma\sigma'}}v c_{k+q\sigma}^{+}c_{k'-q\sigma'}^{+}c_{k'\sigma'}c_{k\sigma}\tag{4}$$

是涉及超导电性的项．我们在上式中只取自旋↑↑和↓↓的那些项配对形成 P 波超导体．对于 Hubbard 项，我们采用平均场近似，并且仅保留 $q=0$ 的项，可得[4]

$$H_{\mathrm{H}}=\sum_{k\sigma}\left(\frac{u}{2}n-\sigma I\right)c_{k\sigma}^{+}c_{k\sigma}+\frac{N}{u}I^2-Nun^2/2.\tag{5}$$

这里

$$n=n_\uparrow+n_\downarrow,\qquad I=\frac{u}{2}m,\tag{6}$$

$$n_\sigma=\frac{1}{N}\sum_k\langle c_{k\sigma}^{+}c_{k\sigma}\rangle,\qquad m=n_\uparrow-n_\downarrow.\tag{7}$$

(5) 式中右边最后一项 $Nun^2/2$ 是常数，我们在以后的讨论中将它略去．

定义 Green 函数和反常 Green 函数如下：

$$g=g_\uparrow+g_\downarrow,\tag{8}$$

$$g_\uparrow(k,\tau-\tau')=-\langle T_\tau c_{k\uparrow}(\tau)c_{k\uparrow}^{+}(\tau')\rangle,\tag{9}$$

$$g_\downarrow(k,\tau-\tau')=-\langle T_\tau c_{k\downarrow}(\tau)c_{k\downarrow}^{+}(\tau')\rangle,\tag{10}$$

$$J_1(k,\tau-\tau')=\langle T_\tau c_{-k\uparrow}(\tau)c_{k\uparrow}(\tau')\rangle,\tag{11}$$

$$J_{-1}(k,\tau-\tau')=\langle T_\tau c_{-k\downarrow}(\tau)c_{k\downarrow}(\tau')\rangle,\tag{12}$$

$$J_1^{+}(k,\tau-\tau')=\langle T_\tau c_{k\uparrow}^{+}(\tau)c_{-k\uparrow}^{+}(\tau')\rangle,\tag{13}$$

$$J_{-1}^{+}(k,\tau-\tau')=\langle T_\tau c_{k\downarrow}^{+}(\tau)c_{-k\downarrow}^{+}(\tau')\rangle.\tag{14}$$

采用运动方程方法求解，得

$$g(k,ik_n)=\frac{ik_n+\xi_{k\uparrow}}{(ik_n)^2-\xi_{k\uparrow}^2-\Delta_1^2}+\frac{ik_n+\xi_{k\downarrow}}{(ik_n)^2-\xi_{k\downarrow}^2-\Delta_{-1}^2},\tag{15}$$

这里

$$\xi_{k\uparrow}=\xi_k-I,\quad \xi_{k\downarrow}=\xi_k+I,\quad \xi_k=\varepsilon(k)+\frac{n}{2}u,\tag{16}$$

$$\Delta_1=\frac{1}{N}\sum_{k'}vJ_1(k-k'),\tag{17}$$

$$\Delta_{-1}=\frac{1}{N}\sum_{k'}vJ_{-1}(k-k').\tag{18}$$

这样，就得到两支准粒子能谱为

$$E_1^2=\xi_{k\uparrow}^2+\Delta_1^2,\tag{19}$$

$$E_2^2=\xi_{k\downarrow}^2+\Delta_{-1}^2.\tag{20}$$

由热力学公式，系统的自由能可写成

$$\Omega=-T\sum_k\{\ln(1+e^{-E_1/T})+\ln(1+e^{-E_2/T})\}+\frac{N}{u}I^2-\frac{\Delta_1\Delta_{-1}}{v}.\tag{21}$$

由条件

$$\frac{\partial \Omega}{\partial I} = 0, \tag{22}$$

可求得决定磁化强度 I 的方程

$$I = \frac{u}{2N}\sum_k\left[\frac{\xi_{k\uparrow}}{E_1(1+e^{E_1/T})} - \frac{\xi_{k\downarrow}}{E_2(1+e^{E_2/T})}\right]. \tag{23}$$

另外,我们求解 (17) 和 (18) 两式可得决定能隙的方程为

$$1 = \frac{v}{N}\sum_k \frac{1}{2E_1}\tanh(E_1/2T), \tag{24}$$

$$1 = \frac{v}{N}\sum_k \frac{1}{2E_2}\tanh(E_2/2T). \tag{25}$$

以上自洽方程组 (23)—(25) 有四组解:

(1) $I = 0$, $\Delta_1 = \Delta_{-1} = 0$.

这组解对应于正常态解,我们不感兴趣.

(2) $\Delta_1 = \Delta_{-1} = 0$, $I \neq 0$.

这组解对应于铁磁态解,由 (23) 式可求得

$$I = \frac{u}{2N}\sum_k\left[\frac{1}{1+e^{\xi_{k\uparrow}/T}} - \frac{1}{1+e^{\xi_{k\downarrow}/T}}\right]. \tag{26}$$

再由 $T = T_F$ 时, $I = 0$, 可定出 Curie 温度 T_F 为

$$T_F = \rho(0)u\int_0^B dx\phi(x/B)/[\cosh(x/T_F)+1]. \tag{27}$$

这里,我们已和文献 [4] 的作者相同,取态密度函数

$$N(\varepsilon) = N(0)\phi(\varepsilon/B) = N\rho(0)\phi(\varepsilon/B), \tag{28}$$

$$\phi(x) = (1-x^{2l})^n \qquad n,\ l \text{ 为整数}, \tag{29}$$

式中 $\rho(0)$ 是对应于费密能级上的态密度.

(3) $I = 0$, $\Delta_1 = \Delta_{-1} = \Delta_s \neq 0$.

这组解对应于超导态.

(4) $I \neq 0$, $\Delta_1 \neq 0$, $\Delta_{-1} \neq 0$.

这组解对应于铁磁态与超导态共存的解, 此时我们必须联立求解 (23)—(25) 式的方程组.

由于以上有四组解,为了讨论在某一温度时哪一个态对应的是热力学稳定态,我们需要计算与这四种情况对应的自由能. 对于正常态,其自由能是

$$\Omega_N = -2T\sum_k \ln(1+e^{-\varepsilon(k)/T}). \tag{30}$$

对于其它各态,我们求它们与正常态的自由能之差

$$\Omega - \Omega_N = -T\sum_k \ln\left[\frac{(1+e^{-E_1/T})(1+e^{-E_2/T})}{(1+e^{-\varepsilon/T})^2}\right] + \frac{NI^2}{u} - \frac{\Delta_1\Delta_{-1}}{v}. \tag{31}$$

三、数值结果与讨论

图 1 和图 2 是我们分别在 $T_F < T_s$ 和 $T_F > T_s$ 两种情况下得到的 Δ-T，I-T 曲线．从结果中，我们发现在铁磁和超导共存的状态中，I_c 是很小的． 这说明在这种状态下磁性不很强． 图 3 和图 4 是在与图 1 和图 2 同样参数情况下，得到的关于各个状态自

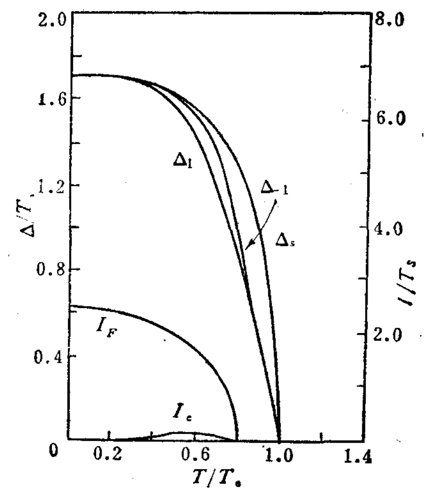

图 1 $T_F = 0.8T_s$; $\phi(x) = (1 - x^2)^3$; $B = 20T_s$; $w_c = 10T_s$, w_c 是计算 (24) 和 (25) 式中的切断能

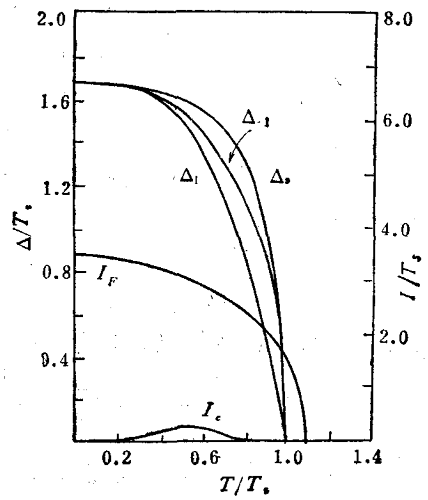

图 2 $T_F = 1.1T_s$; $\phi(x) = 1 - x^2$; $B = 20T_s$; $w_c = 10T_s$ (说明同图 1)

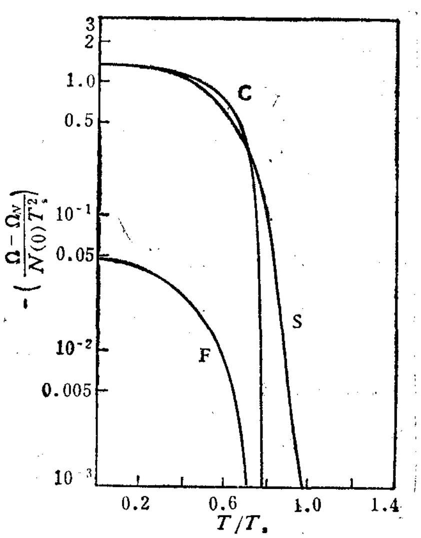

图 3 $T_F = 0.8T_s$; $\phi(x) = (1 - x^2)^3$; $B = 20T_s$; $w_c = 10T_s$(说明同图 1)

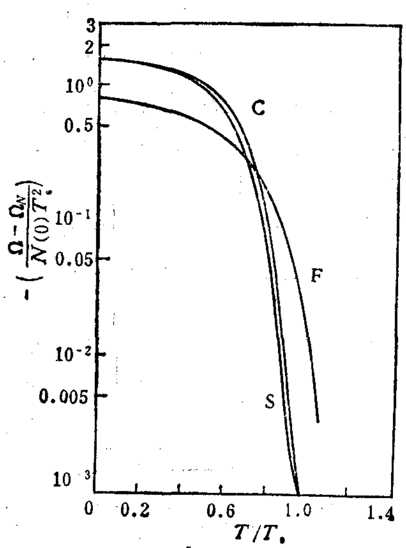

图 4 $T_F = 1.1T_s$; $\phi(x) = 1 - x^2$; $B = 20T_s$; $W_c = 10T_s$(说明同图 1)

由能随温度的变化曲线．从这些结果可以看出：共存态在某些参数下可以在某些温度点成为稳定态． 这表明在我们简单的模型哈密顿量下，P 波超导体是有可能形成铁磁超导体的．当然，用本文中的模型哈密顿量来描述重费密子超导系统是显得过于粗略，因此，我们正在用更复杂一些的模型哈密顿量来检验上述结果．

参　考　文　献

[1] F. Steylich *et al.*, *Phys. Rew. Lett.*, **43**(1979), 1892.
[2] H. R. Ott *et al.*, *Phys. Rew. Lett.*, **52**(1984), 1915.
[3] H. Nakanishi *et al.*, *Solid State Commun.*, **43**(1982), 898.
[4] X. L. Lei *et al.*, *Phys. Rew.*, **B29**(1984), 2483.
[5] P. W. Anderson, *Phys. Rew.*, **B30**(1984), 1553.
[6] P. W. Anderson, *Phys. Rew.*, **B30**(1984), 4000.
[7] O. T. Valls *et al.*, *Phys. Rew. Lett.*, **53**(1984), 1497.

THEORETICAL INVESTIGATION OF HEAVY FERMION SUPERCONDUCTIVITY IN ITINERANT FERROMAGNETS

Feng Shi-ping
(Department of Physics, Beijing Normal University)

ABSTRACT

We have discussed the superconductivity in itinerant ferromagnets for P-wave superconductors. Result shows that the ferromagntic superconductor can be formed for some special parameter's at some temperature.