

具有 $-U$ 中心的非简单金属与 BCS 超导体的邻近效应 (I)

章 立 源

(北京大学物理系)

1982年9月15日收到

提 要

用 McMillan 方法,研究了具有 $-U$ 中心的非简单金属薄膜与 BCS 超导体膜 (S) 夹层的邻近效应. 分析表明,这种夹层的超导电性可以由于邻近效应而增强. 从实验上探索这种 S - U 迭层材料以提高 T_c 是十分可取的.

一、引 言

近年来提出,在某些非晶导体中存在有 $-U$ 中心^[1],即存在具有相反自旋的局域化电子对,这电子对的两电子之间具有强烈吸引的 Hubbard 相互作用(相关能为 $-U$, $U > 0$). 用这一概念表明,至少定性地可以理解许多实验现象^[1-3]. 因而引起了广泛的兴趣. 虽然对产生这种局部吸引贡献的原因还不很清楚,但看来它总是和非晶态中存在的特定畸变、缺陷、杂质、空位等相联系^[3]. 对于一系列的非简单金属,文献[4]设想了产生 $-U$ 的一些可能机制. 由 Anderson 所倡议的 $-U$ 中心概念根本上改变了我们对非晶材料在许多方面的想像方式,无疑值得从实验上、理论上多方面对它进行探索.

超导电性 BCS 机制的核心是存在库柏电子对. 局域化电子对的 $-U$ 中心对金属中这些传导电子的库柏对影响如何? 这是令人感兴趣的. 文献[4]提出非简单金属(设它具有电声作用超导电性)内含有无规分布的 $-U$ 中心的模型,研究 $-U$ 中心对电声作用超导电性的影响. 文献[5]则提出在金属-半导体无序化的界面处存在有金属半导体键,设它有一净剩的负的相关能,研究了它对超导 T_c 的影响;循此,文献[6]则作了进一步讨论. 本文研究具有 $-U$ 中心的非简单金属(设其电声作用超导电性很弱)薄层与 BCS 超导体薄层的邻近效应. 我们预期,在适当条件下, $-U$ 中心薄层将通过邻近效应使 BCS 超导电性得到加强. 如果是这样,那么在实验上可以探索制作 $-U$ 中心层与 BCS 超导体层相间接触的多层系统,尽管具有 $-U$ 中心的非简单金属层本身的电声作用超导电性常常是不强的,但它可以由于邻近效应对此多层系统的超导电性起加强作用,使这多层系统的超导转变温度得到提高. 这是一种可取的、值得探索的提高超导转变温度的可能途径.

二、基本模型

为简单计,我们讨论由两邻近薄层所组成的夹层系统. 一层是 BCS 超导体薄膜(膜 S) 与之接触的另一层是具有 $-U$ 中心的非简单金属薄膜(膜 U). 设 U 膜也具有电声作用超导电性, 但比 S 膜的电声作用超导电性微弱得多. U 膜的独特之处是具有无规分布的局域化电子对, 电子对的两电子之间有吸引的 Hubbard 相互作用, 即 $-U$ 中心. 我们采用 McMillan 方法^[7]处理这两膜层之间的邻近效应. 按照 McMillan 计算模型要求膜的厚度比超导相干长度小, 所以在沿膜厚方向变化时, 每一膜本身的超导性质可视为均匀.

夹层的哈密顿量为

$$H = H_S + H_U + H_T, \quad (1)$$

其中 H_T 为 McMillan 隧穿哈密顿量, 描写两层之间的相互作用; H_S 为 BCS 超导体的总哈密顿量, 包括非相互作用部分 H_{0S} 以及超导电子对电子间的 BCS 相互作用部分(耦合常数 λ_s); H_U 为具有 $-U$ 中心的非简单金属的总哈密顿量:

$$H_U = H_{0U} + H_U^{sd} + H_{corr} + H_U^{BCS} \quad (2)$$

其中

$$H_{0U} = \sum_{\mathbf{k}} \epsilon_{\mathbf{k}} n_{\mathbf{k}} + \sum_{i,\sigma} E d_{i\sigma}^{\dagger} d_{i\sigma}, \quad (3)$$

$$n_{\mathbf{k}} = a_{\mathbf{k}\sigma}^{\dagger} a_{\mathbf{k}\sigma},$$

$$H_U^{sd} = \sum_i \sum_{\mathbf{k},\sigma} \{ V_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}\sigma}^{\dagger} d_{i\sigma} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}_i) + V_{\mathbf{k}}^* a_{\mathbf{k}\sigma} d_{i\sigma}^{\dagger} \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}_i) \}. \quad (4)$$

$$H_{corr} = -U \sum_i d_{i\uparrow}^{\dagger} d_{i\uparrow} d_{i\downarrow}^{\dagger} d_{i\downarrow} \quad (U > 0). \quad (5)$$

H_U^{BCS} 表示在 $-U$ 层中还有极弱的电声机制超导电性. 以上所用的符号 $a_{\mathbf{k}\sigma}^{\dagger}$, $a_{\mathbf{k}\sigma}$ 分别表示具有动量为 $\mathbf{k}$ 自旋为 σ 的传导电子(下称 s 电子)的产生算符和湮灭算符; $d_{i\sigma}^{\dagger}$, $d_{i\sigma}$ 表示局域化电子(下称 d 电子)的相应算符. 能量均从费密能计起. H_U^{sd} 的形式取自文献[8].

按照 McMillan 方法表示, 设 G_{Sn} 和 G_{Un} 分别为膜 S 及膜 U 的 Nambu 格林函数^[7], 即

$$G_{Sn}^{-1} = i\omega_n Z_S(\omega_n) \hat{I} - \epsilon_n \hat{\tau}_3 - \phi_S(\omega_n) \hat{\tau}_1, \quad (6)$$

其中 $\omega_n = (2n+1)\pi T$, n 为正负整数及零. $\hat{I}$ 为单位矩阵,

$$\hat{\tau}_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\tau}_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

自能为

$$\Sigma_S(\omega_n) = [1 - Z_S(\omega_n)] i\omega_n \hat{I} + \phi_S(\omega_n) \hat{\tau}_1. \quad (8)$$

对 U 层有类似的自能及格林函数表示式. 按照 McMillan 邻近模型, 自能可由下式计算:

$$\Sigma_S(\omega_n) = \Sigma_S^{ph} + T_m \sum_{n'} \hat{\tau}_3 G_{Un'}(\omega_n) \hat{\tau}_3, \quad (9)$$

$$\Sigma_U(\omega_n) = \Sigma_U^s + T_m^2 \sum_n \hat{\tau}_3 G_{Sn}(\omega_n) \hat{\tau}_3 \quad (10)$$

其中 T_m 表示两膜间隧穿矩阵元, 已设它与 n 及 n' 无关; Σ_S^{ph} 代表在 S 膜内 BCS 对关联; Σ_U^s 表示在 U 层中由于 $-U$ 中心对其超导电性的影响效应的自能项。

三、求 Σ_U^s

现在求 Σ_U^s 。在通常超导问题中人们考虑库柏电子对在所有其它库柏对的平均场中的运动。在有局域电子对 $-U$ 中心情况下, 由于在局域化电子与传导电子之间有 H_0^d 相互作用, 导致两者之间的混合, 于是预期局域电子对之间的 Hubbard 吸引作用将对库柏对两电子之间的相互作用产生影响, 这是问题的一个方面; 另一方面, $-U$ 中心对导电电子还有共振散射作用。

以 $\mathcal{G}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}(\omega_n)$ 表示 U 层内传导电子的格林函数

$$\mathcal{G}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}(t) = \begin{pmatrix} \mathcal{G}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}(t) & \mathcal{F}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}(t) \\ \mathcal{F}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^*(t) & \mathcal{G}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^*(t) \end{pmatrix}. \quad (11)$$

注意, 本节计算 Σ_U^s 只涉及 U 层本身。对 sd 共振散射元的 Dyson 展开式为^[9]

$$\mathcal{G}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}(\omega_n) = \hat{G}_{\mathbf{k}}(\omega_n) \left\{ \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} + \sum_{j=1}^N \hat{G}_j(\omega_n) \sum_{\mathbf{k}''} V_{\mathbf{k}}^* V_{\mathbf{k}''} e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}'') \cdot \mathbf{R}_j} \mathcal{G}_{\mathbf{k}''\mathbf{k}'}(\omega_n) \right\}, \quad (12)$$

其中

$$\hat{G}_{\mathbf{k}} = (i\omega_n - \epsilon_{\mathbf{k}} \hat{\tau}_3 - \phi \hat{\tau}_1)^{-1}, \quad (13)$$

$$\hat{G}_j = (i\omega_n - E_U \hat{\tau}_3)^{-1}, \quad (14)$$

$$E_U = E - U \langle n \rangle \quad (U > 0), \quad (15)$$

$$\langle n \rangle \equiv \langle n_{d\sigma} \rangle = \langle n_{d-\sigma} \rangle. \quad (16)$$

以上用下标 d 表示 d 电子, j 表示第 j 个 d 电子, σ 表示自旋。

对杂质位置 $\mathbf{R}_j$ 取平均可表示为

$$(\mathcal{G}_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}(\omega_n))_{av} = \mathcal{G}_{\mathbf{k}}(\omega_n) \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}. \quad (17)$$

按照文献 [10] 的方法, 只考虑在同一 $\mathbf{R}_j$ 位置杂质上两次 s-d 散射, 结果得 (参见文献 [9])

$$\mathcal{G}_{\mathbf{k}}(\omega_n) = [i\omega_n - \epsilon_{\mathbf{k}} \hat{\tau}_3 - \phi \hat{\tau}_1 - n |V|^2 \mathcal{G}_j(\omega_n)]^{-1}, \quad (18)$$

其中 n 为 $-U$ 中心浓度, $\mathcal{G}_j(\omega_n)$ 表示局域化电子 (称为 d 电子) 格林函数的 Nambu 表示。这里略去了 $V_{\mathbf{k}}$ 随 $\mathbf{k}$ 的依赖性。由 (18) 式看出, 为求出 $\mathcal{G}_{\mathbf{k}}(\omega_n)$ 就需要先求局域化电子格林函数 $\mathcal{G}_j(\omega_n)$ 。对它有

$$\begin{aligned} \mathcal{G}_j^{-1}(\omega_n) &= \hat{G}_j^{-1} - \Sigma, \\ \Sigma &= \sum_{\mathbf{k}} |V|^2 \mathcal{G}_{\mathbf{k}}(\omega_n) + \Delta_d \hat{\tau}_1. \end{aligned} \quad (19)$$

自能 (19) 式中右方第一项是 s-d 共振散射的结果 (参见文献 [9])。第二项中

$$\Delta_d \equiv U \langle d_{\uparrow} d_{\downarrow} \rangle. \quad (20)$$

$U > 0$, Δ_d 的由来是, 因为有 s-d 相互作用引起的混合, 传导电子库柏对的凝结可以诱发

局域化电子的非对角(在 Nambu 表示中)自能。稍后在我们求得的公式中将显示出,在有 s-d 相互作用的情况下 Δ_d 确实不为零。

在 Nambu 表示中可写

$$\mathfrak{G}_s = [i\omega_n Z_c(\omega_n) \hat{I} - \sigma_s \hat{\tau}_3 - \phi_c(\omega_n) \hat{\tau}_1]^{-1}, \quad (21)$$

$$\mathfrak{G}_d = [i\omega_n Z_d(\omega_n) \hat{I} - E_U \hat{\tau}_3 - \phi_d(\omega_n) \hat{\tau}_1]^{-1}. \quad (22)$$

以积分代替 (19) 式中的求和,然后由 (18), (19) 式可得

$$\phi_d(\omega_n) = \Delta_d + \frac{\Gamma \phi_c(\omega_n)}{[\phi_c^2(\omega_n) + \omega_n^2 Z_c^2(\omega_n)]^{\frac{1}{2}}}, \quad (23)$$

$$Z_d(\omega_n) = 1 + \frac{\Gamma Z_c(\omega_n)}{[\phi_c^2(\omega_n) + \omega_n^2 Z_c^2(\omega_n)]^{\frac{1}{2}}}, \quad (24)$$

$$Z_c(\omega_n) = 1 + n|V|^2 \frac{Z_d(\omega_n)}{\phi_d^2(\omega_n) + E_U^2 + \omega_n^2 Z_d^2(\omega_n)}, \quad (25)$$

$$\phi_c(\omega_n) = \phi + n|V|^2 \frac{\phi_d(\omega_n)}{\phi_d^2(\omega_n) + E_U^2 + \omega_n^2 Z_d^2(\omega_n)}, \quad (26)$$

其中

$$\Gamma = \pi N(0) |V|^2, \quad (27)$$

$N(0)$ 为 U 层传导电子费密能处的电子态密度。

现在求 Δ_d 。有下列关系:

$$\begin{aligned} \Delta_d &= U \langle d_{it} d_{it} \rangle = U \langle T(d_{it}(t) d_{it}(t)) \rangle \\ &= -UT \sum_n [\mathfrak{G}_d(\omega_n)]_{12}, \end{aligned} \quad (28)$$

其中 $[\mathfrak{G}_d(\omega_n)]_{12}$ 表示 $\mathfrak{G}_d$ 矩阵的第一行第二列元素。由此利用 (22) 式得

$$\Delta_d(\omega_n) = U \frac{\phi_d(\omega_n)}{\omega_n^2 Z_d^2(\omega_n) + E_U^2 + \phi_d^2(\omega_n)}. \quad (29)$$

以 (23) 式代入即有

$$\Delta_d(\omega_n) = \frac{U}{\omega_n^2 Z_d^2 + E_U^2 + \phi_d^2} \left(\Delta_d + \frac{\Gamma \phi_c}{[\phi_c^2 + \omega_n^2 Z_c^2]^{\frac{1}{2}}} \right).$$

两边取 $T \sum_n$, 利用 (24) 式, 当 $\Gamma \gg \pi T_c$ 时, 在 $T \sim T_c$ 附近可得

$$\Delta_d = \bar{U} T \sum_n \frac{\Gamma}{(|\omega_n| + \Gamma)^2 + E_U^2} \frac{\phi_c(\omega_n)}{[\phi_c^2(\omega_n) + Z_c^2(\omega_n) \omega_n^2]^{\frac{1}{2}}}, \quad (30)$$

其中

$$\bar{U} = \frac{U}{1 - \frac{1}{\pi} \frac{U}{E_U} \tan^{-1} \left(\frac{E_U}{\Gamma} \right)}. \quad (31)$$

(30) 式表明, 只有当 $\Gamma \approx 0$ (即存在 s-d 混合) 时 Δ_d 才不为零。这正是所预期的。 Δ_d 表示由于有 s-d 相互作用, 被传导电子库柏对凝结所诱导出的局域电子对作用。 Δ_d 与 $\bar{U}$ 成正比, $\bar{U}$ 表示局域 d 电子对内两电子之间的有效吸引作用。 Δ_d 与 $\bar{U}$ 有关, 类似

于库柏对的 Δ 与 λ_s 成正比.

按定义有

$$\mathbb{G}_k^{-1} = \hat{G}_k^{-1} - \Sigma_U^i. \quad (32)$$

由 (21), (13) 式, 即得

$$\Sigma_U^i = i\omega_n(1 - Z_c(\omega_n))\hat{l} + (\phi_c - \phi)\hat{t}_1. \quad (33)$$

以 (23)–(26) 式的关系代入 (33) 式即可得出 Σ_U^i 的一个表达式, 下面将用到它. Σ_U^i 表示 $-U$ 中心对 U 层传导电子超导电性的影响, 包含了一 U 中心对传导电子的共振散射与诱导“能隙” Δ_d 的影响.

四、能隙函数的耦合方程

现在回到 (9), (10) 式. 先看 (10) 式, 对其中 Σ_U^i , 我们利用 (33) 式(注意, 现在将这表达式中的下标 c 改为下标 U , 以表示 U 层). 循文献 [7] 的方法即得

$$\Delta_U(\omega_n) = \frac{\frac{\Gamma_U \Delta_S(\omega_n)}{|\omega_n|} + n \frac{g_d(\omega_n)}{N(0)} \Delta_d^{\text{in}}(T)}{\left(1 + \frac{\Gamma_U}{|\omega_n|} + \frac{n}{N(0)} g_d(\omega_n)\right)} \quad T \sim T_c, \quad (34)$$

其中 $\omega_n = (2n+1)\pi T_c$; $\Gamma_U \equiv \pi T_m^2 A d_S N_S(0)$, A , d_S 及 $N_S(0)$ 分别为超导层 S 的面积、厚度及费密能处电子态密度(单位体积); 类似地下面要用到 $\Gamma_S \equiv \pi T_m^2 A d_U N_U(0)$. Γ_U , Γ_S 是 McMillan 引入的夹层隧穿参量. 另外, 在 (34) 式中

$$g_d(\omega_n) \equiv \frac{\Gamma}{\pi[E_U^2 + (|\omega_n| + \Gamma)^2]}$$

是 U 层中局域化电子在频率 ω_n 的态密度. 而

$$\Delta_d^{\text{in}}(T) = \bar{U} \pi T_c \sum_n g_d(\omega_n) \frac{\Delta_U(\omega_n)}{|\omega_n|}, \quad T \sim T_c. \quad (35)$$

同理由 (9) 式得

$$\Delta_S(\omega_n) = \frac{\Delta_S^{\text{ph}}(T) + \frac{\Gamma_S \Delta_U(\omega_n)}{|\omega_n|}}{\left(1 + \frac{\Gamma_S}{|\omega_n|}\right)}, \quad T \sim T_c, \quad (36)$$

其中

$$\Delta_S^{\text{ph}}(T) = \lambda_S \pi T_c \sum_{|\omega_n| < \omega_D} \frac{\Delta_S(\omega_n)}{|\omega_n|}, \quad T \sim T_c. \quad (37)$$

(参见文献 [11].) 注意, 在写 U 层的 $\Delta_U(\omega_n)$ 方程 (34) 时已设 U 层的 BCS 电声超导电性很弱, 在方程 (34) 中可略去. 事实上, 从方程 (35) 及 (34) 可以看出, 在我们的夹层模型中, Δ_d^{in} 可由 S 层来诱导.

$\Delta_U(\omega_n)$, $\Delta_S(\omega_n)$ ((34) 及 (36) 式) 又可写为

$$\Delta_U(\omega_n) = \frac{\frac{\Gamma_U}{|\omega_n|} \Delta_S^{\text{ph}} + n \frac{g_d(\omega_n)}{N(0)} \left(1 + \frac{\Gamma_S}{|\omega_n|}\right) \Delta_d^{\text{in}}}{1 + \frac{\Gamma_1}{|\omega_n|} + n \frac{g_d(\omega_n)}{N(0)} \left[1 + \frac{\Gamma_S}{|\omega_n|}\right]}, \quad (38)$$

$$\Delta_S(\omega_n) = \frac{\left(1 + n \frac{g_d(\omega_n)}{N(0)} + \frac{\Gamma_U}{|\omega_n|}\right) \Delta_S^{\text{ph}} + n \frac{g_d(\omega_n)}{N(0)} \frac{\Gamma_S}{|\omega_n|} \Delta_d^{\text{in}}}{1 + \frac{\Gamma_1}{|\omega_n|} + n \frac{g_d(\omega_n)}{N(0)} \left[1 + \frac{\Gamma_S}{|\omega_n|}\right]}, \quad (39)$$

其中 $\Gamma_1 \equiv \Gamma_U + \Gamma_S$. 当 $n = 0$ 时 $\Delta_U(\omega_n)$ 与文献 [7] 中的相应公式一致 (注意令 $T \sim T_c$); 而当 $n = 0$ 时 $\Delta_S(\omega_n)$ 则与文献 [7] 中相应的 (38) 式一致.

五、求 ΔT_c

由 (37) 式可得决定 S - U 夹层超导转变温度的如下公式^[11]:

$$\ln \frac{T_c}{T_c^B} = \pi T_c \sum_n \frac{1}{|\omega_n|} \left(\frac{\Delta_S(\omega_n)}{\Delta_S^{\text{ph}}} - 1 \right), \quad (40)$$

其中 $\omega_n = (2n + 1)\pi T_c$. T_c^B 是组成 S 层的超导材料作成大块超导体时的超导转变温度. 由 (34)–(39) 式及 (40) 式构成求解 S - U 夹层结构超导转变温度数值解的全部公式.

下面作近似计算. 以 (38) 式代入 (35) 式, 得 $\Delta_d^{\text{in}}(T)$, 以此代入 (39) 式, 得 $\Delta_S(\omega_n)/\Delta_S^{\text{ph}}$; 最后由 (40) 式, 在 $n \ll 1$ 的条件下, 并以 $g_d(0)$ 近似作为局域电子态密度, 准确到 n 的一次方项即得

$$\begin{aligned} \frac{\Delta T_c}{T_c^B} \simeq & \frac{\Gamma_S}{\left[\Gamma_U + \left(1 + n \frac{g_d(0)}{N(0)}\right) \Gamma_S\right]} \left\{ \phi \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2\pi T_c} \left(\Gamma_S + \frac{\Gamma_U}{\left(1 + n \frac{g_d(0)}{N(0)}\right)} \right) \right] - \phi \left(\frac{1}{2} \right) \right\} \\ & \times \left\{ - \left(1 + n \frac{g_d(0)}{N(0)} \right) + n \bar{U} \frac{g_d^2(0)}{N(0)} \frac{\Gamma_U}{\Gamma_1} \left[\phi \left(\frac{1}{2} + \frac{\Gamma_1}{2\pi T_c} \right) - \phi \left(\frac{1}{2} \right) \right] \right\}, \quad (41) \end{aligned}$$

其中

$$g_d(0) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma}{E_U^2 + \Gamma^2}.$$

(41) 式中最后的花括弧内第二项与 $\bar{U}$ 成正比, 它表示由 $-U$ 中心作媒介所引起的导电电子之间的吸引作用所造成的 T_c 的增加; 第一项则是导电电子与局域化电子之间共振散射所造成的 T_c 减小.

目前在实验上所作的 Al-Ge , Al-Si , Be-Si 等共晶合金, 可设想其中 Si 处于非晶态, 它在本晶态禁带位置出现的局域态^[15]具有金属特征. 本文模型有可能解释这类情形下 T_c 的增加. 例如, 若取 $N(0) \sim 0.19/\text{eV}$, $\Gamma \sim 0.1\text{eV}$, $U \sim 0.23\text{eV}$, $\Gamma_U/2\pi T_c \sim 5$, $\Gamma_S/2\pi T_c \sim 0.5$, $E_U = 0$, 则当 $n = 0.015$ 时, 由 (41) 式得 $\Delta T_c/T_c^B \approx 0.3$, 在数量级上和实验的 T_c 增加大小一致^[16], 即通过 $-U$ 中心及邻近效应使超导电性增强.

六、讨 论

由于具有 $-U$ 中心的非简单金属常常不具有电声耦合超导电性或者较弱, 所以由本文计算表明, 可利用制成夹层系统的途径. 在实验上, 当前实现这种可能性的关键是深入研究 $-U$ 中心材料. 文献 [4] 提出了许多非简单金属可能具有产生 $-U$ 中心的潜力, 这是值得从实验上探索的, 这种探索是和开展非晶材料研究分不开的. 文献 [3, 12—14] 都指出了特定缺陷, 悬挂键, 格子的局部畸变以及沉淀物等在高度无序化非晶材料中对产生 $-U$ 中心的作用, 甚至涉及缺陷与化学键结构的关系问题. 在这些具有各类不完整性的非晶材料中, 其不完整性所起的特殊作用值得注意, 这是传统的金属学研究得不足的.

如果制成了有效的“ $-U$ ”中心材料, 那么利用前述 $S-U$ 夹层结构可望得到 $S-U$ 型超导体. 它可以是 $S-U$ 夹层的迭层结构, 也可以是大块材料中包含无数不规则的 $S-U$ 夹层, 但总之是利用“ $-U$ ”的媒介作用造成非均匀、特殊结构超导体, 这可望有较高的 T_c .

利用本文理论还可以进一步研究 $S-U$ 邻近效应所引起的元激发谱变化. 还可进一步讨论: S 层的电声作用超导电性也较弱但“ $-U$ ”中心的媒介作用很强的极限情况. 这些结果将另文报道.

参 考 文 献

- [1] P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.*, **34**(1975), 953.
- [2] P. W. Anderson, *Phil. Mag.*, **25**(1972), 1.
- [3] M. Kastner, *J. Non-Cryst. Solids*, **31**(1973), 223.
- [4] C. S. Ting, K. L. Ngai and C. T. White, *Phys. Rev. B*, **22**(1980), 2318.
- [5] E. Šimánek, *Solid State Comm.*, **32**(1979), 731.
- [6] C. S. Ting, D. N. Talwar and K. L. Ngai, *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 1213.
- [7] W. L. McMillan, *Phys. Rev.*, **175**(1968), 537.
- [8] P. W. Anderson, *Phys. Rev.*, **124**(1961), 41.
- [9] M. J. Zuckermann, *Phys. Rev.*, **140**(1965), A 899.
- [10] A. A. Абрикосов 等著, 统计物理学中的量子场论方法, 中译本, §39.
- [11] A. B. Kaiser and M. J. Zuckermann, *Phys. Rev. B*, **1**(1970), 229.
- [12] S. Lakkis *et al.*, *Phys. Rev. B*, **14**(1976), 1429.
- [13] E. I. Blount, *J. Less-Comm. Metal.*, **62**(1978), 457.
- [14] C. M. Sutton, *Solid State Comm.*, **16**(1975), 327.
- [15] M. H. Cohen, *Phys. Rev. Lett.*, **22**(1969), 1065.
- [16] C. C. Tsuei and W. L. Johnson, *Phys. Rev. B*, **9**(1974), 4742.

THE PROXIMITY EFFECT BETWEEN A NONSIMPLE METAL WITH $-U$ CENTERS AND A BCS SUPERCONDUCTOR (I)

ZHANG LI-YUAN

(*Department of Physics, Peking University*)

ABSTRACT

By using McMillan's method, the superconducting proximity effect between a nonsimple metal thin film with negative U centers and a thin film of BCS superconductor is analyzed theoretically. It is shown that the superconductivity of this kind of sandwich can be enhanced by this proximity effect. In order to raise T_c , it is desirable to investigate this kind of superconducting materials consisting of $S-U$ multilayers.