

# 耦合磁性杂质理论

刘福绥

(北京大学物理系)

## 一、Kondo 及 AG (Abrikosov Gorkov) 的孤立磁性杂质理论

在非磁性金属或合金中掺有少量 ( $10^{-6}$ — $10^{-3}$ ) 的带有局域磁矩的原子所构成的体系称为稀磁合金。其中的传导电子 (s) 和局域电子 (d) 之间有库仑作用。它的一部分交换作用称为 sd 交换作用, 相应的哈密顿量是

$$H_{sd} = -\frac{J}{2N} \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \sum_{\alpha\alpha'\beta\beta'} \sigma_{\alpha'\alpha} \cdot \mathbf{S}_{\beta'\beta} C_{\mathbf{k}\alpha'}^\dagger C_{\mathbf{k}\alpha} d_{i\beta'}^\dagger d_{i\beta} e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}')\cdot\mathbf{R}_i}, \quad (1)$$

其中  $C_{\mathbf{k}\alpha}^\dagger$ ,  $C_{\mathbf{k}\alpha}$  表示传导电子波矢为  $\mathbf{k}$ 、自旋为  $\alpha$  的产生、消灭算符,  $d_{i\beta}^\dagger$ ,  $d_{i\beta}$  表示局域电子在格点  $i$  上自旋为  $\beta$  的产生、消灭算符,  $\mathbf{S}_{\beta'\beta}$  及  $\sigma_{\alpha'\alpha}$  分别代表局域电子和传导电子的自旋算符的矩阵元,  $J$  为交换积分常数,  $N$  为格点数。这个哈密顿量的主要特点是当 s 电子和 d 电子散射时, 可以发生自旋倒向, 如图 1 所示。图中小圆表示 s 电子, 大圆表示 d 电子, 圆上的箭头表示自旋取向。左面图形和右面图形分别表示散射前后的自旋状态。

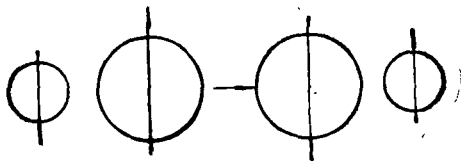


图 1 sd 自旋倒向散射

sd 作用增加了一个散射自由度——自旋。它有两方面的影响。一是增加散射截面, 低温下声子散射不重要, sd 散射贡献变大, 成为低温稀磁合金电阻的主要来源。Kondo 假设磁性原子之间无相互作用, 只计算 s 电子和同一个磁性原子反复发生三次 sd 散射的过程, 得出电阻对温度的依赖关系是对数发散的<sup>[1]</sup>。声子散射

物理

对电阻温度关系的贡献是  $T^2$ 。两者合起来的总电阻是  $R = AT^2 + Bn|\ln T/D|$ , 其中  $n$  是磁性原子浓度。这个公式给出了电阻温度关系的极小值, 从而解释了长期积累的大量稀磁合金 (磁性杂质浓度在  $10^{-6}$ — $10^{-3}$  之间的合金) 的电阻极小值小的实验结果。另一个影响是 sd 自旋倒向散射破坏超导电子对。电子对是由自旋和动量都相反的一对处于时间反演对称态的电子组成。如果其中一个电子的自旋因 sd 作用而倒向, 则电子对将被破坏。AG 假设磁性原子之间无相互作用, 导出了超导转变温度  $T_c$  和磁性原子浓度  $n$  的关系为<sup>[2]</sup>

$$\ln \frac{T_c}{T_c^0} = \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2\pi T_c \tau_{AG}} - \frac{1}{\tau_{AG}}\right), \quad (2)$$

其中弛豫时间的倒数  $1/\tau_{AG}$  和  $n$  的一次方成正比。AG 理论曲线在图 2 中用虚线表示。AG 理论也解释了稀磁合金超导体的许多实验结果。

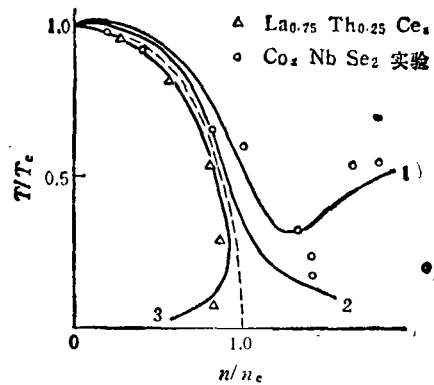


图 2  $T_c \sim n$

实线 1 和 3 是耦合理论的曲线; 实线 2 是 M.H-Z (Müller Hartman, Zittartz) 理论曲线; 虚线是 AG 理论曲线

## 二、需要考虑磁矩耦合的影响

在 Kondo 和 AG 理论问世之后, 用磁性杂质含量在  $10^{-3}$ — $10^{-2}$  的许多样品 (称为高稀磁合金), 做出了一些不符合这两个理论的实验

结果,例如高稀磁合金的电阻极大值就不能用 Kondo 理论解释。在 Kondo 的孤立磁性杂质假设下,即使用重整化或重整化群的方法,也只能得到  $T$  趋向  $0K$ ,  $R$  趋向常数的结果。电阻极小温度和  $n^{1/3}$  成正比的现象也不能从 Kondo 理论得出。又如,  $Co_n NbSe_2$  在高  $n$  处超导性加强(图 2)及  $La_{0.75}Th_{0.25}Ce_n$  在高  $n$  处超导性再现(图 2)等等也不能用基于孤立磁性杂质的 AG 理论解释。

孤立磁性杂质的一些理论对实验的偏离都发生在高  $n$  处,表明这些偏离不是来自已有的某些理论的特殊模型和方法的缺点,而是来自某种尚未被认识到的具有共性特点的因素在高  $n$  的材料中,磁性原子之间的相互作用在所有的情况下都变强一些,使我们自然地想到不能只限于孤立磁性杂质假设,而应当考虑磁性原子之间的相互作用对各个物理过程的影响。磁性原子之间相距较远,直接相互作用必然弱。在两个磁性原子之间存在着间接交换作用,又称为 RKKY(Ruderman, Kittel, Kasuya, Yosida)作用。从物理上来看此作用,即是一个  $s$  电子和一个  $d$  电子发生  $sd$  相互作用,然后此  $s$  电子带着此  $d$  电子的信息又和另一个  $d$  电子发生  $sd$  作用,从而以  $s$  电子为媒介,可以使两个  $d$  电子发生等效相互作用。1981 年以来,江启杜、刘福绥等人用多体问题量子场论方法,研究了间接交换作用对各个物理过程的影响,得到了一些新的结果,推广和改进了已有的许多理论。这些新的结果可以简称为耦合磁性杂质理论。

### 三、电阻极小<sup>[3,4]</sup>

为了研究磁性杂质之间存在耦合时对电阻的影响,应当考虑的过程是:一个  $s$  电子在运动过程中和一个  $d$  电子发生  $sd$  散射,然后又和另一个  $d$  电子发生散射。这两个  $d$  电子之间存在 RKKY 作用。这个过程可用图 3 的费曼图表示。

电阻应由弛豫时间  $\tau_{耦合}$  的倒数决定,  $\tau_{耦合}$  可由自能(图 3 中去掉两根外电子线的图形)的虚部求出。

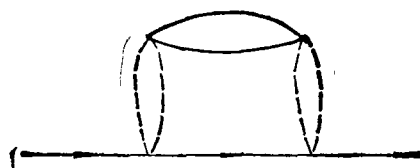


图 3 传导电子和耦合磁性杂质散射  
两个虚线泡相当于两个磁性原子,中间的实线泡相当于做媒介的传导电子

$$\frac{1}{\tau_{耦合}} = An^2 \frac{J'}{T} \left[ \frac{\cos 2k_F R}{(2k_F R)^3} - \frac{\sin 2k_F R}{(2k_F R)^4} \right], \quad (3)$$

其中  $k_F$  是传导电子的 Fermi 波数,  $R$  为两磁性原子之间的距离。从物理上不难理解公式(3)。振荡因子来自 RKKY 作用,杂质浓度来自同时考虑两个杂质,  $J'$  来自  $sd$  四次散射,  $1/T$  因子也来自  $sd$  四次散射。注意到孤立杂质的 Kondo 理论的相应因子为  $n |\ln T|$ ,可以看出低温高磁性杂质浓度下耦合作用会有比孤立杂质更重要的贡献。用  $Fe_n TaSe_2$  及  $Fe_n NbSe_2$  所做的高稀磁合金实验<sup>[3]</sup>,发现:电阻极小温度和  $n^{1/3}$  成正比。这一结果可以用忽略孤立杂质散射贡献,只考虑耦合磁性杂质散射及声子散射的总电阻  $R = AT^3 + Bn^2/T$  得出<sup>[3]</sup>。

考虑耦合磁性杂质散射,研究高稀磁合金的负磁阻现象,从理论上推导出 Rohrer 的 AuFe 合金磁阻随杂质浓度变化的经验公式<sup>[4]</sup>。

### 四、超导性加强<sup>[5]</sup>和再现<sup>[6]</sup>

AG 的稀磁合金超导理论只考虑电子对和同一磁性原子发生  $sd$  散射。实际上电子对既可以和同一磁性原子发生  $sd$  散射,也可以和有 RKKY 耦合的两个磁性原子发生  $sd$  散射。后一过程的费曼图如图 4 所示。

得到的  $T_c$  公式是

$$\ln \frac{T_c}{T_c^0} = \psi \left( \frac{1}{2} \right) - \psi \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{2\pi T_c} \times \left( \frac{1}{\tau_{AG}} + \frac{1}{\tau_{耦合}} \cdot \frac{1}{12\tau_{AG} T_c} \right) \right]. \quad (4)$$

下面分析公式(4),定性上得出超导性加强和再现。  $1/\tau_{AG}$  和  $1/\tau_{耦合}$  分别依赖于  $n$  的一次方

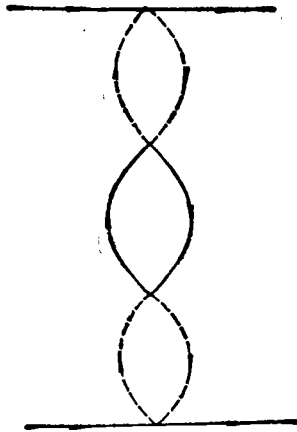


图4 双电子耦合磁性杂质散射

和二次方。在高  $n$  下,  $|1/\tau_{\text{耦合}}|$  可能比  $1/\tau_{\text{AG}}$  大。如果振荡因子给出负的值, 则  $1/\tau_{\text{耦合}}$  将起抵消  $1/\tau_{\text{AG}}$  的作用。由抵消的多少, 可以使  $T_c$  随  $n$  变化的曲线在高  $n$  值下变平缓或延长甚至向上, 即超导性在高  $n$  下加强。如果振荡因子是正的值, 则  $T_c$  越小,  $1/\tau_{\text{耦合}}$  贡献越大。设想有一高稀磁合金超导样品, 从很高温度降温直到变成超导体, 如再继续降温, 开始仍为超导体, 但当降到很低温时, 则会出现一个温度, 在此温度下随着温度下降而不断变大的  $1/\tau_{\text{耦合}}$  项与  $1/\tau_{\text{AG}}$  的总和相当于达到了  $1/\tau_{\text{AG}}$  单独存在时破坏超导性的值, 从而使磁性杂质浓度为  $n$  的超导体在  $n$  取值比只有  $1/\tau_{\text{AG}}$  一项存在时超导性受到破坏的  $n$  的数值稍低一些的条件下, 转变为正常导体。具体的数值计算也证实了上面的分析, 耦合理论曲线和实验有很好的符合(图2)。M. H-Z 也曾研究过超导性再现和加强的现象, 应用了孤立杂质的 Kondo 理论, 得出的理论公式能够解释一些材料的实验结果, 但是对有些材料如  $\text{La}_{0.75}\text{Th}_{0.25}\text{Ce}_n$  给出超导性加强, 和实验结果定性也不符合。另外 MZ 理论虽然也能给出超导性加强, 但是只能得到  $T_c \sim n$  曲线的低的拖长的尾部(图2中曲线3), 不能解释  $\text{Co}_x\text{NbSe}_3$  在高  $n$  的  $T_c$  比低  $n$  的  $T_c$  增加的实验现象。

### 五、电阻极大<sup>[7]</sup>

实验上发现 CdMn 合金的电阻随温度降  
物理

低, 先出现极小, 然后出现极大。对这一现象, 用唯象的分子场理论可解释为: 由于自旋倒向散射在低温下贡献大而出现极小电阻。对一个个孤立的磁性原子来说, 所有其它原子的磁性相互作用相当于一个内磁场(称为分子场), 这个场使磁性原子的自旋取某特定方向能量上有利, 因此可使自旋倒向散射受到抑制, 在更低的温度下, 抑制作用大于倒向作用, 从而电阻下降, 出现电阻极大值。分子场理论的缺点是不能定量地计算出一些物理量例如分子场大小, 电阻极大的温度等。耦合理论用于电阻极大现象相当于定量的分子场理论。这时所选取的物理过程是: 传导电子只和一个磁性原子散射, 而此磁性原子和周围的磁性原子有 RKKY 作用, 后者相当于分子场(图5)。

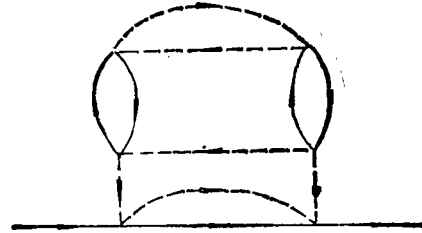


图5 传导电子和受到 RKKY 耦合的单个磁性杂质的散射

推导出此过程对电阻的贡献  $R_{\text{耦合}}$  为

$$R_{\text{耦合}} \propto -\frac{n^2 J^6}{T^2} \left[ \frac{\cos 2k_F R}{(2k_F R)^3} - \frac{\sin 2k_F R}{(2k_F R)^4} \right]^2. \quad (5)$$

这一项总是使总电阻减少, 其中的  $n^2/T^2$  因子使得对高  $n$  低温而言, 可以使这一项比 Kondo 电阻大, 于是总电阻下降, 引起电阻极大值出现。对 CdMn 合金 (Mn 含量在 0.0143—0.158) 的许多样品同时出现电阻极小值和极大值的实验现象, 耦合理论和实验有很好的符合。把 Kondo 电阻  $An|\ln T/D|$  和(5)式的耦合电阻  $-Bn^2/T^2$  合起来, 得出电阻极大温度和  $n^{1/2}$  成正比。陈金昌等人从实验上发现  $n^{1/2}$  关系是正确的<sup>[8]</sup>。

### 六、热力学函数<sup>[9]</sup>

磁性原子之间的耦合, 必然对热力学函数

有影响, RKKY 作用应出现在热力学势等平衡态热力学量的表达式中. 例如, 在最近邻近似下得到耦合对热力学势的贡献是

$$\begin{aligned} \Delta Q_{\text{耦合}} = & \frac{1}{4} J^2(S+1)n6N(E_F)\pi Z \\ & \times \left[ \frac{\cos 2k_F R}{(2k_F R)^3} - \frac{\sin 2k_F R}{(2k_F R)^4} \right] \\ & + \frac{T}{6} \ln \left\{ 1 - \frac{3(S+1)J^2 n}{2T} 6N(E_F)\pi Z \right. \\ & \left. \times \left[ \frac{\cos 2k_F R}{(2k_F R)^3} - \frac{\sin 2k_F R}{(2k_F R)^4} \right] \right\}. \quad (6) \end{aligned}$$

由  $\Delta Q_{\text{耦合}}$  发散条件可以得到铁磁转变温度. Abe 也曾做过类似的计算<sup>[10]</sup>, 但是其结果中没有振荡因子. 原因在于不能在不计入磁性原子动量的条件下, 假设和同一磁性原子发生散射的两个传导电子的散射前后动量相等.

### 七、一维 RKKY 作用<sup>[11-13]</sup>

自从 1972 年发现 TTF-TCNQ 电荷转移盐以来, 已发现了许多一维导体. 一维特性的研究已成为当前固体物理的活跃的前沿之一. 一维链中加入少量磁性原子, 就成为一维稀磁合金. 现将不同作者导出的一维 RKKY 作用形式对比如下:

$$\begin{aligned} \text{Kittel: } 1\text{-DRKKY} = & \frac{J^2 N(E_F) k_{Fa}}{8} \\ & \times \left\{ \frac{\pi}{2} - \int_{2k_{FR}}^{\infty} \frac{2 \sin t}{t} dt \right\}; \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Abrikosov: } 1\text{-DRKKY} = & - \frac{J^2 N(E_F) k_{Fa}}{4} \\ & \times \frac{\cos 2k_F R}{2k_F R}; \quad (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{刘、江: } 1\text{-DRKKY} = & - \frac{J^2 N(E_F) k_{Fa}}{8} \\ & \times \int_{2k_{FR}}^{\infty} \frac{2 \sin t}{t} dt \\ = & - \frac{J^2 N(E_F) k_{Fa}}{4} \left[ \frac{\cos 2k_F R}{2k_F R} \right. \\ & \left. + \frac{\sin 2k_F R}{(2k_F R)^2} + \dots \right]. \quad (9) \end{aligned}$$

在 Kittel 的公式(7)中, 含有和两磁性原子距

离  $R$  无关的常数项, 这在数学上导致对无限长一维体系的 RKKY 作用求和时, 得出发散的结果. 物理上来看, 在无限大距离下相互作用仍为常数也是不合理的. 导出 (7) 式的错误在于忽略了一个极点的留数对积分的贡献<sup>[12]</sup>. Abrikosov 的 (8) 式只适用于两个磁性原子相距较远的情形. (9) 式对任意距离都可以用. 三维和一维 RKKY 作用的主要不同在于由对距离的  $1/R^3$  变为  $1/R$ , 因而后者有长程性. 对电阻、磁化率的具体计算也表明耦合的影响一维比三维强.

### 八、耦合自旋集团<sup>[14,15]</sup>

对  $\text{Au}_{1-x}\text{Ni}_x$  合金 ( $x = 0.30-0.60$ ) 的磁性测量结果表明, 最近邻模型是正确的. 按此模型, 一个 Ni 原子周围有 12 个最近邻原子, 其中有 8 个以上是 Ni 原子时, 该 Ni 原子具有局域磁矩. 如果不到 8 个 Ni 原子, 该 Ni 原子就没有磁矩. 由于 Ni 必需组成自旋集团才能具有磁矩, 因此尽管在  $\text{Au}_{1-x}\text{Ni}_x$  合金中 Ni 含量很高, 但是有磁矩的 Ni 原子的含量所占的比率很小. 例如,  $x = 0.30$  时, 磁性 Ni 原子占 0.28%;  $x = 0.42$  时, 磁性 Ni 原子占 3.2%. 就上述特点, 建立了低浓度自旋集团顺磁态合金模型. 这个模型的主要内容是自旋集团和传导电子之间可以发生 sd 散射. sd 散射对  $\text{Au}_{1-x}\text{Ni}_x$  电阻的影响一部分来自 s 电子和孤立自旋集团的作用; 另一部分来自 s 电子和耦合自旋集团的作用. 这两种作用联合起来, 很好地解释了  $\text{Au}_{1-x}\text{Ni}_x$  的实验曲线.

### 九、假涨落体系的 RKKY 作用<sup>[16-18]</sup>

某些稀土元素(例如 Ce)有假涨落现象, 相应地局域磁矩也有涨落. 假涨落在理论上通常用 Anderson 杂化哈密顿量描写, 即

$$H_A = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i, k\sigma} e^{ik \cdot R_i} V_{fi} C_{k\sigma}^{\dagger} f_{i\sigma} + h \cdot c, \quad (10)$$

其中  $C_{k\sigma}^{\dagger}$  仍为 s 电子产生算符,  $f_{i\sigma}$  为 f 电子消灭算符,  $V_{fi}$  为 s-f 杂化矩阵元. 按照

Anderson 哈密顿量,局域的 f 电子和 s 电子有杂化作用, f 电子和 s 电子可以互相转化. 以下说明假涨落体系的 RKKY 作用比前面各节中所说的非假涨落体系的 RKKY 作用强. s 电子和 f 电子发生杂化作用时, s 电子转变为 f 电子,而原 f 电子则转变为 s 电子,此转化而来的 s 电子将带着比 sd 散射较多的局域磁性原子的信息和另一个磁性原子上的 f 电子发生杂化作用,从而这两个磁性原子之间的间接交换作用就较强.例如,在  $T_A \gg T, 2T/T_A \ll 2k_F R \ll E_F/T_A$  条件下,假涨落体系的三维 RKKY 作用是<sup>[17]</sup>

$$V_{\text{RKKY}} = -2N\pi N^2(E_F)V^4 \frac{\sin 2k_F R}{(2k_F R)^2} \times \frac{\pi^2 T_A}{(\pi T_A + N\Delta)^2}, \quad (11)$$

其中  $N = 2l + 1$  是 f 电子轨道简并度,  $T_A = E_m - E_f$ ,  $E_f$  是 f 电子能级,  $E_m$  是 Anderson 杂化后的 f 电子能级,  $\Delta = \pi N(E_F)V^2/N$ ,  $V$  是杂化矩阵元的平均值. 如果取  $E_F = 5\text{eV}$ ,  $J = 0.3\text{eV}$ ,  $N(E_F) > 10/\text{原子} \cdot \text{自旋} \cdot \text{eV}$ ,  $2k_F R = 2 \times 1.7 \times 4.1$ ,  $N = 6$ ,  $T_A = 375\text{K}$ ,  $V = 0.15\text{eV}$ , 则可求出  $V_{\text{RKKY}} = -72\text{K}$ . 在相同的参数值下,不变假体系的 RKKY 作用只有  $0.2\text{K}$ . 因此我们可以说,对假涨落体系来说, RKKY 作用应是更加重要的因素. 一维假涨落体系的 RKKY 作用的形式见文献[17, 18].

## 十、假涨落体系的磁化率和重费米子超导性<sup>[17, 18]</sup>

对假涨落体系物理特性的实验和理论研究已经成为凝聚态领域的活跃的前沿课题之一. 理论在于如何恰当地处理延展态和局域态电子之间的相互作用. 困难在于场论的 Wick 定理已不成立,因而通常的多体场论方法不能应用. Wilson 的重整化群方法<sup>[19]</sup>及基于 Bethe Ansatz 的严格解方法<sup>[20]</sup>是目前稀磁合金理论的最新发展,在假涨落理论中也有应用,但仍只限于孤立

杂质假设. 我们在处理变假体系耦合作用时,应用了 Keiter 的非标准场论热力学微扰方法.<sup>[16]</sup>通常材料的磁化率  $\chi$  和温度  $T$  的关系是单峰形,可是假涨落体系的  $\chi \sim T$  曲线在低温端常有极大、极小结构,不能用孤立磁性原子理论解释. 具体地计算出变假磁性原子之间的耦合对磁化率的贡献,能够对孤立杂质理论作些修正,使后者的理论曲线上附加一些结构,这些结构的类型和实验上观察到的  $\chi \sim T$  曲线的类型一致<sup>[18]</sup>. 近年来重费米子超导体例如  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  和  $\text{UPe}_3$  等的超导机制,引起了很大争论. 由于实验数据仍不够充分,因而不能判断是否是非声子机制. 有一些研究工作用声子机制的电子对自旋三重态解释  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  的超导性,还有一些研究工作用电子对的自旋三重态解释  $\text{UPe}_3$  的超导性. 这里产生了一个问题,是否存在一种超导机制,既允许单重态也允许三重态呢? 文献 [17] 提出了一个新的超导机制,电子对的两种自旋态都是被允许的. 文献 [17] 给出了延展态电子和局域态电子库仑作用的普遍形式. 其中的一种过程是,在库仑作用下两个不同位置上的 f 电子变成两个传导电子,或者说是两个巡游的 f 电子. 由于 f 电子之间有 RKKY 作用,并且这一作用可正可负,由  $2k_F R$  的三角函数值决定. 前面已估计出两个 f 电子的库仑作用为  $72\text{K}$ , 也可估计出两个 f 电子的库仑作用是  $30\text{K}$ , 因此可以存在净引力. 按照超导微观理论的一般看法,只要费米面附近的电子存在净引力作用,就可形成电子对. 注意到巡游 f 电子的态密度很高,可以取态密度  $N(E_F) = 38/\text{原子} \cdot \text{自旋} \cdot \text{eV}$ , 近似用普通的  $T_c$  公式,计算出  $T_c = 0.5\text{K}$ , 这正是  $\text{CeCu}_2\text{Si}_2$  超导转变温度的实验观察值. 原则上说,以 RKKY 作用为媒介而形成的电子对可以处于单重态,也可以处于三重态. 电子对取什么自旋态的决定性条件是净引力大于零.

最后应当提到的是,耦合磁性杂质理论考虑了磁性原子之间的相互作用,因此可以成为 Kondo 点阵理论的基础.

- [1] J. Kondo, *Prog. Theor. Phys.*, 32-1 (1964), 37.  
 [2] A. A. Abrikosov, L. P. Gorkov, *Sov. Phys. JETP*, 12-5 (1961), 1243.  
 [3] Fu-sui Liu, J. Ruvalds, *Physica B*, 107-1 (1981), 623.  
 [4] 江启杜、刘福绥, *物理学报*, 35-2(1986), 177.  
 [5] Fu-sui Liu, J. Ruvalds, *Bulletin Amer. Phys. Soc.*, 26-3 (1981), 344.  
 [6] J. Ruvalds, Fu-sui Liu, *Solid State Comm.*, 39-2 (1981), 497.  
 [7] 汪仲诚、刘福绥, *物理学报*, 32-1(1983), 33.  
 [8] 陈金昌、詹文山、沈保根、赵见高、乐观, *物理学报*, 35-1(1986), 25.  
 [9] Fu-sui Liu, *Comm. Theor. Phys.*, 1-6 (1982), 779.  
 [10] R. Abe, *Prog. Theor. Phys.*, 36-3 (1966), 454.  
 [11] Fu-sui Liu, Qi-du Jiang, *Proceeding of 17th Conference of Low Temperature Elsevier Science Publishers*, (84), 161.  
 [12] 江启杜、刘福绥, *物理学报*, 33-10 (1984), 1408.  
 [13] Fu-sui Liu, Bao Ke-de, Zen-fan, Yang, *Commun. Theor. Phys.*, 2-6 (1983), 1607.  
 [14] 余梅、刘福绥、罗惠临, *物理学报*, 35-1(1986), 33.  
 [15] 杨振凡、刘福绥, *武汉大学学报*, No. 2, (1985), 37.  
 [16] U. Brandt, H. Keiter, Fu-sui Liu, *Z. Physik B*, 58-2 (1985), 267.  
 [17] Fu-Sui Liu, Gao Lin, Zong-han Lin International Center for Theoretical Physics, Trieste, Italy, (1985), 254.  
 [18] Xiao-qian Wang, Gao Lin, Bing-jian Ni, Fu-sui Liu, *ibid*, Trieste, Italy, (1985), 256.  
 [19] K. G. Wilson, *Rev. Mod. Phys.*, 47-4 (1975), 773.  
 [20] N. Andrei, K. Furuya, J. H. Lowenstein, *Rev. Mod. Phys.*, 55-2 (1983), 331.

## 一种简便的薄窗气体探测器——气体稳压装置

赵政国  
 (中国科学技术大学)

在某些情况下,气体探测器的工作气压要求有很好的稳定性。例如,电离室、正比计数管、G-M计数管等用于探测很低能量的带电粒子时(如10—20keV的 $\beta$ 粒子),要求窗薄到约 $1\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 。当它们在真空中使用并需连续长时间积累数据时,工作气体会通过窗渗漏引起气压下降,从而使其工作状态改变。

在测量 $^3\text{H}\beta$ 衰变端点能量时,因为端点计数率很低需长时间积累数据以减小统计误差,所以对计数管工作状态的稳定性要求较高。从市面上能得到的气体稳压器的稳压效果远不能达到实验的要求,因此我们设计了一种简便的气体稳压装置,如图1所示。其工作过程:打开所有阀门抽真空,待真空抽好后关闭玻璃阀门1和2,向计数管充入工作气体到所需的压力(设

为 $P_0$ ),然后关闭玻璃阀门3。此时浮杯和阀门3之间的气压即为参考气压 $P_0$ 。当计数管中的工作气压(设为 $P$ )高于参考气压(即 $P > P_0$ )时,在压力差作用下浮杯下沉,与杯底粘在一起的橡皮密封垫离开针嘴,计数管中工作气体通过针嘴被抽走直至 $P$ 下降到 $P_0$ ;当计数管工作气压低于参考气压,即 $P < P_0$ 时,浮杯上浮至密封垫与针嘴接触使针嘴密封,气瓶通过针阀5向计数管补充气体使 $P$ 上升至 $P_0$ 。

实际工作过程中,气瓶通过针阀5向计数管连续充气,而机械泵通过针阀4经针嘴不断抽气,因此计数管是流气式的。浮杯在 $P_0$ 与 $P$ 压力差作用下下沉与浮使橡皮密封垫离开或密封针嘴,控制通过针嘴抽走的气体量,使补充与抽走(包括渗漏)的气体量达到平衡,从而达到稳定气压的目的。

图1中的贮气罐起辅助稳压作用。由于贮气罐容积比计数管容积大得多,渗漏气体量与贮气罐中气体量的相对值就非常小,这就相当于大大减小了气体渗透速率。事实上,即使仅用贮气罐作为计数管的稳压装置,在短时间内,(如四小时),稳压效果还是较好的,能满足一般要求,且不需做积累数据的实验。此外,贮气罐还起气体缓冲作用,便于操作。

对该装置稳压效果的检验得到的结果是:从最小刻度为1mm的水银压力计上观察24小时,肉眼看不出气压变化。因此,给出24小时气压变化 $\pm 0.5\text{mm Hg}$ 是可靠的。

本工作得到梅镇岳先生的指导,在此表示感谢。

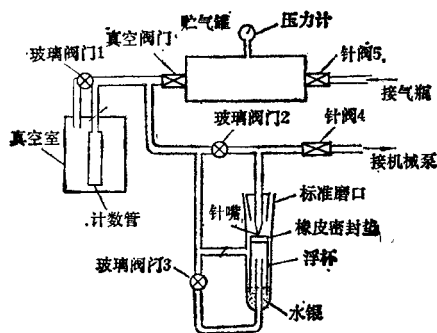


图1 薄窗计数管气体稳压装置示意图