

典型颗粒超导体 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{V}_2\text{O}_5$ 中 临界电流随温度变化的特性*

赵勇 诸葛向彬

(浙江大学物理系, 杭州 310027)

何业冶

(中国科学院低温技术实验中心, 北京 100080)

(1993年8月18日收到)

通过制备 $(\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x})_{1-x}(\text{V}_2\text{O}_5)_x$ ($0 \leq x \leq 0.15$) 复合材料, 获得了一系列典型的弱连接的颗粒超导体, 其中以 $dR/dT-T$ 关系中呈现出双峰转变为主要特征. 第一峰代表晶粒的超导转变, 第二峰代表颗粒系统超导长程序的形成. 对于具有双峰转变的样品, 其临界电流密度一致地符合 $j_c \sim (1-t)^n$, $n = 1.6$. 这一行为与三维 Josephson 结网络系统的渗流行为相一致; 对于不具有双峰转变的系统, 临界电流密度随温度的变化尽管也可以用 $j_c \sim (1-t)^n$ 描述, 但是幂指数 n 明显地大于 1.6, 且随样品的不同而离散地分布. 本文还对产生这种离散的原因进行探索和分析.

PACC: 7430;7450;7460E;7460J

1 引 言

高 T_c 超导氧化物中的晶界效应至今仍不十分清楚. 与传统超导体相比, 由于高 T_c 超导体的高度各向异性, 极短的相干长度, 独特的晶粒形貌(往往以扁平状的颗粒出现), 使其具有显著的玻璃态特性^[1-3]. 晶粒间界的存在使得高 T_c 超导体表现出三维弱连接网络的渗流行为^[4,5]. 关于这类系统中的临界电流与温度的关系倍受人们注目^[6-9]. 从目前的结果看来^[6-10], 高 T_c 颗粒超导体中临界电流密度与温度的关系具有如下的幂函数形式:

$$j_c(T) \sim (1-t)^n, \quad (1)$$

其中 $t = T/T_c$, 为约化温度. 而幂指数 n 的数值则分布在 1—2.5 之间. 对于这种离散的分布现象, 至今还没有统一的解释. 不同的作者根据自己的实验结果, 用不同的模型加以解释. 其中典型的有以下几种:

第一, 根据 Ambegaobar-Baratoff 理论^[11], 对于具有超导体-绝缘体-超导体 (SIS) 型的弱连接超导结, 临界电流密度对温度的依赖可以表示为

* 霍英东青年教师基金资助的课题.

$$j_c(T) = \frac{\pi}{2} \frac{\Delta(T)}{R_n e} \tanh \left[\frac{\Delta(T)}{2k_B T} \right], \quad (2)$$

其中 R_n 为结电阻, $\Delta(T)$ 为大块超导体的超导能隙, k_B 为 Boltzmann 常数. 当 $T \rightarrow T_c$ 时, 有

$$j_c \sim (1 - t)^n \quad n = 1, \quad (3)$$

即对 SIS 型弱连接, 具有 $n = 1$ 的形式.

第二, 对于具有超导体-正常金属-超导体 (SNS) 型的弱连接, 其临界电流的温度特性则具有 $n = 2$ 的形式, 即

$$j_c \sim (1 - t)^2 \exp(-2d_N/\xi_N), \quad (T \rightarrow T_c), \quad (4)$$

其中 ξ_N 为电子在正常金属层中的相干长度, d_N 为金属层的厚度.

第三, 对于具有复合型的超导电结, 如 SNIN 或 SNINS 型弱连接, 幂指数 n 则介于 1 和 2 之间.

目前大多数的文献报道均以上述的模型为基础, 从而推测出高 T_c 颗粒超导体中的弱连接类型或为 SIS 结, 或为 SNS 结, 或为 SNINS 结等等. 显然, 这种从 j_c - T 关系来推测高 T_c 颗粒超导系统中弱连接的类型的方法过于简单. 首先, 由于高 T_c 超导体的极短相干长度, 在晶粒间界附近, 其超导序参量(或超导能隙) $\Delta(T)$ 将显著降低. 根据 Deutscher 等人^[12]的计算, $\Delta_j(T)$ 可以表示为

$$\Delta_j(T) = \Delta(T) \tanh[\omega(T)], \quad (5)$$

其中 $\Delta_j(T)$ 为弱连接区域内的超导序参量. 而 $\omega(T)$ 则可表示为

$$\omega(T) = \frac{b}{\sqrt{2} \xi_c(T)}, \quad (6)$$

b 为常数, 代表能隙受到抑制的空间范围, $\xi_c(T)$ 为 Ginzburg-Landau 相干长度. 将方程(5)和(6)代入(2)式中, 不难得到, 当 $T \rightarrow T_c$ 时, $j_c \sim (1 - t)^2$. 这表明, 对于高 T_c 超导体, 即使具有 SIS 型的弱连接, 其临界电流密度也可能表现为 $n = 2$ 的幂指数型温度关系.

此外, 尽管上述模型已考虑了多种弱连接形式, 然而其不足之处在于仅仅注意到了单结的性质而忽略了整个颗粒系统的集体效应. 实际上, 支配整个颗粒系统的临界电流行为的不仅有单个弱连接的性质, 而且还有弱连接系统的集体效应的贡献. 如何区分这两种贡献是一个既涉及理论, 也与实验紧密关联的课题.

本工作通过制备 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{V}_2\text{O}_5$ 复合材料, 获得了一个非常典型化的高 T_c 颗粒超导系统. 与纯 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 颗粒系统比较, 由于本系统中晶粒间界含有较多的第二相, 晶界效应被大大地强化了, 使得晶粒本身的超导电性与整个颗粒系统的超导长程序之间的差别变得突出. 这给予研究颗粒超导系统集体效应的贡献提供了方便. 本文的目的正是研究这样一个典型的高 T_c 颗粒超导系统中临界电流的温度特性, 寻找颗粒系统中集体效应所具有的特征, 从而对目前有关的实验现象以新的或更深刻的认识.

2 实验方法

采用固相反应方法制备了一系列 $(\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7)_{1-x}(\text{V}_2\text{O}_5)_x$ 样品, x 取值分别为 $x =$

的晶格后,并不会显著地影响其超导临界温度和晶体结构^[13],即可以保持在由 $YBa_2Cu_3O_7/V_2O_5$ 构成的复合颗粒超导体中,超导颗粒本身具有较高的(91K左右)超导临界温度,且临界温度较为一致。第二,V离子在 $YBa_2Cu_3O_7$ 中的固溶度很有限,因此,不会无限固溶到晶粒之中。除少量进入晶格外,超过固溶极限的部分将以第二相或杂质的形式存在,这样就突出了该颗粒超导系统的弱连接特性。样品的制备按两步进行,首先合成 $YBa_2Cu_3O_7$ 超导粉,其方法与文献[14]中报道的相同,然后将 $YBa_2Cu_3O_7$ 超导粉与 V_2O_5 粉按比例混合,充分研磨后在900°C下烧结10h,随后在500°C氧气氛下退火15h。

晶体结构分析采用RIGAKU-Max- γ A²转靶x射线衍射仪。利用JEOLJSM 840扫描电子显微镜观察其形貌和微结构。晶体结构参数的数值列于表1中。从中可见,晶胞体积以及晶胞常数并没有随掺杂显著改变。微结构的典型结果如图1所示,具有典型的颗粒结构。

电阻测量采用标准四端引线方法。用互感方法测量样品的交流磁化率。用计算机对测量结果进行处理。为了避免可能产生的尺寸效应,所测量的样品均磨成同样的截面积,

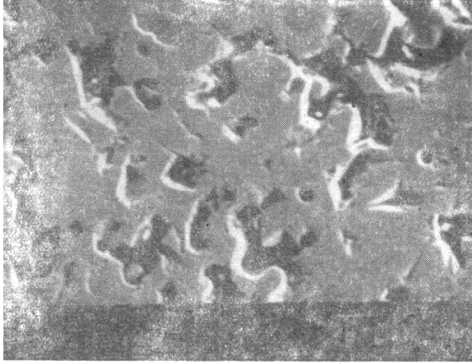


图1 $YBa_2Cu_3O_7/V_2O_5$ 样品的电子显微图

表1 $(YBa_2Cu_3O_{7-x})(V_2O_5)_x$ 系统的晶格参数、晶粒的起始超导临界温度 T_c 和颗粒系统的超导长程序温度 T_0 的数值

x	$a/\text{\AA}$	$b/\text{\AA}$	$c/\text{\AA}$	$v/\text{\AA}^3$	T_c/K	T_0/K
0	3.817	3.885	11.682	173.2	91.0	88.5
0.03	3.822	3.886	11.704	173.8	91.0	88.0
0.06	3.820	3.885	11.705	173.7	90.8	85.6
0.09	3.817	3.883	11.695	173.3	90.5	83.4
0.12	3.815	3.883	11.707	173.4	90.2	79.6
0.15	3.819	3.889	11.702	173.8	90.0	75.2

典型的样品尺寸为 $0.5\text{mm} \times 1.0\text{mm} \times 10\text{mm}$ 。

3 实验结果与讨论

3.1 晶粒的超导转变和颗粒系统的超导长程序

图 2 示出 $(\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7)_{1-x}(\text{V}_2\text{O}_5)_x$ 样品的电阻转变曲线。随着 x 的增大, 样品的起始超导转变温度基本不变, 但超导转变宽度明显增加, 零电阻温度下降。对 $x \geq 0.09$ 的样品, 开始呈现出两个转变台阶。新台阶的出现意味着一个新的超导转变, 它或者起源于一个新的超导化合物, 或者起源于晶粒间界的超导转变。

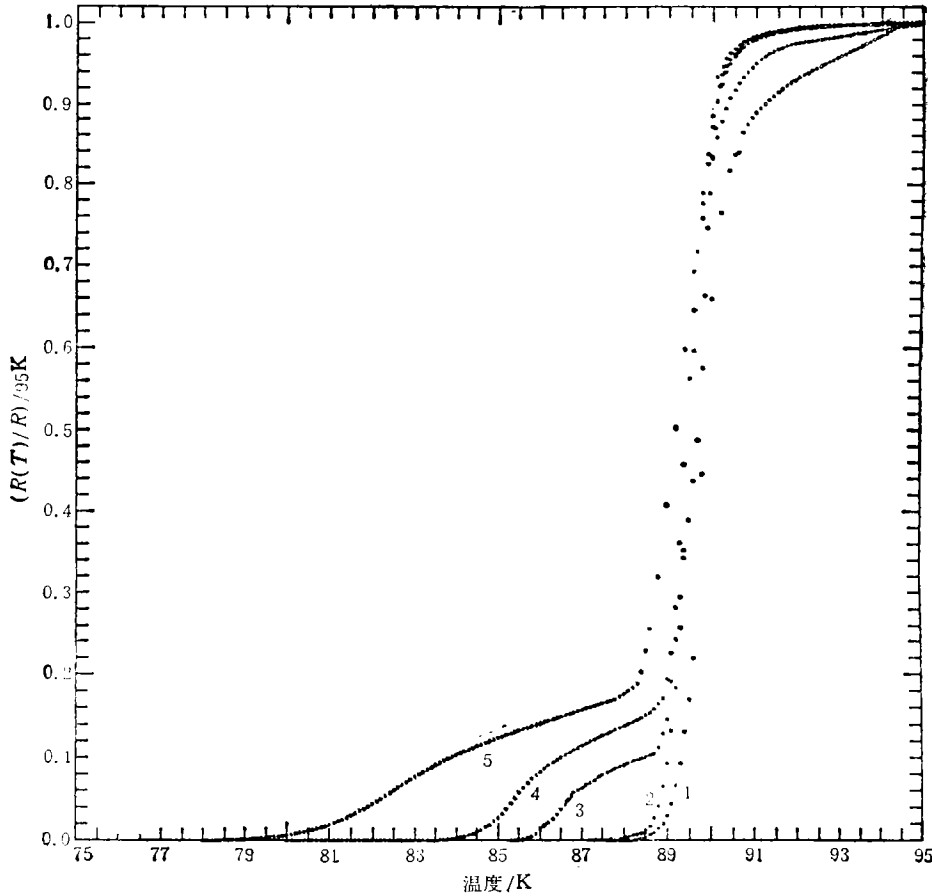


图 2 $(\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7)_{1-x}(\text{V}_2\text{O}_5)_x$ 的电阻-温度关系 1 为 $x=0$; 2 为 $x=0.03$;
3 为 $x=0.06$; 4 为 $x=0.09$; 5 为 $x=0.12$

上述两种可能的起因, 可以利用磁化率测量来加以鉴别。根据复交流磁化率的测量结果^[45], 晶粒的超导转变与晶界的超导转变在交流磁化率的虚部上有明显的差别, 其中前者具有较小的能量损耗峰, 峰位也基本上不随弱磁场变化, 而后者的能量损耗峰则明显地大一些, 在弱磁场下会发生明显的移动。图 3 示出 $x=0.09$ 样品的复交流磁化率的测

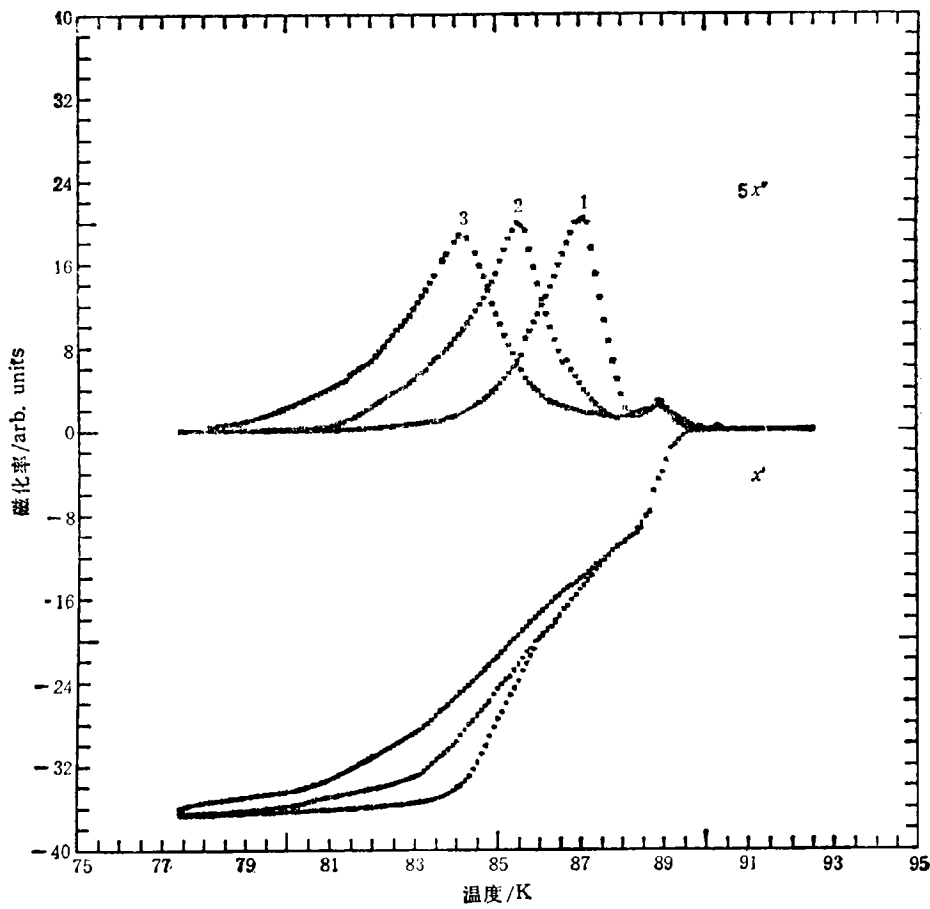


图3 $(YBa_2Cu_3O_7)_{0.91}(V_2O_5)_{0.09}$ 样品在不同直流磁场下的交流磁化率
1为50Oe; 2为24Oe; 3为52Oe

量结果。从中可见,对应于实部的两个转变台阶,虚部表现出两个能量损耗峰,较低温度的峰明显大于较高温度的峰,而且,当施加一低磁场时,低温度的峰发生明显的移动。由此可知,较低温度的峰对应于晶粒间界的超导转变,而较高温度的峰对应于晶粒的超导转变。这也说明,电阻转变中的两个台阶分别对应于晶粒和晶粒间界的超导转变。为了突出这两种不同的转变,我们给出 dR/dT 随温度 T 的变化关系(如图4)。从中可见,随着 x 的增大, $dR/dT-T$ 曲线由单峰变成双峰。我们知道,双峰行为的出现正是颗粒超导系统中超导长程序形成的标志,其中颗粒的超导转变温度(用第一峰对应的温度代表)基本上不随 x 变化,而超导长程序形成的温度(用零电阻对应的温度代表)则随着 x 值的变化而变化。这是由于不同掺杂量的样品,晶粒之间的耦合强度不同,因此形成超导长程序的温度也就不相同,如果以 T_0 代表颗粒系统中超导长程序的形成温度, E_J 代表颗粒超导系统的平均耦合强度,则有

$$k_B T_0 = \frac{E_J}{2}, \quad (7)$$

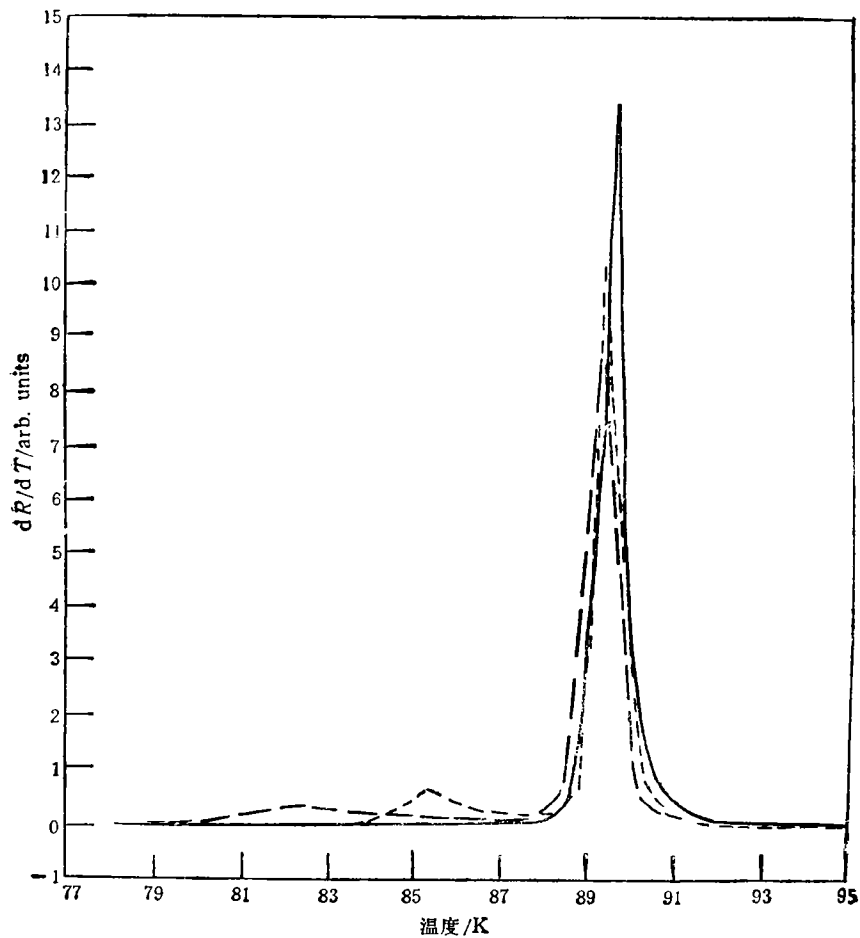


图4 $(\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7)_{1-x}(\text{V}_2\text{O}_5)_x$ 的 $dR/dT-T$ 关系曲线 ——为 $x=0$;
 ----- 为 $x=0.09$; -·-·- 为 $x=0.12$

其中 E_j 取决于晶粒的超导临界温度 T_c ，晶界的电阻、晶粒的相互配位状况以及外加磁场等多种因素。

由此可见，对于典型的颗粒超导系统，有两个临界温度，一个为晶粒本身的超导转变温度，另一个则为整个颗粒系统中超导长程序形成的临界温度，它们之间在概念上和数值上都有所差别。表1还给出了 $(\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7)_{1-x}(\text{V}_2\text{O}_5)_x$ 系统中这两个临界温度随组分的变化关系。很明显，对于那些重掺杂的样品（即 x 值较大的样品），这一差别更加显著，这些样品正是我们所希望得到的典型化的颗粒超导体。

3.2 颗粒超导体临界电流密度的温度特性

从上述分析可知，那些具有双峰转变的样品正是典型的颗粒超导体系统，下面我们将研究其临界电流的行为。

图5所示为 $x=0.09$ 样品的 $I-V$ 曲线的典型结果，与均匀超导体的 $I-V$ 曲线不

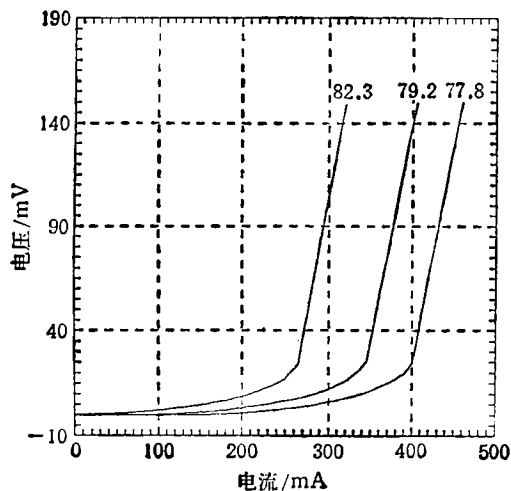


图5 (YBa₂Cu₃O₇)_{0.91}(V₂O₅)_{0.09} 的 I - V 曲线

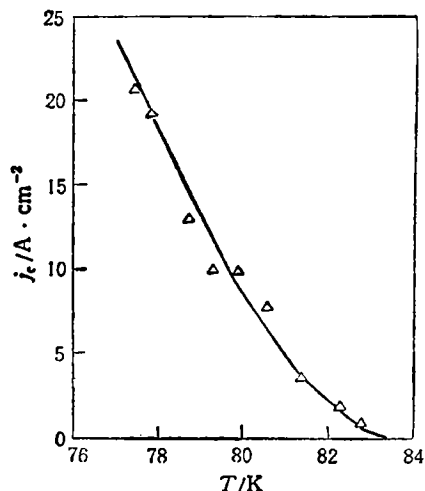


图6 $x = 0.09$ 样品的 j_c - T 曲线 Δ 为实验结果; — 为 $j_c \sim (1 - t)^{1.6}$ 理论值

同,典型化的颗粒超导体的 I - V 曲线也具有双转变特性。当电流较低时,样品的电压缓慢地上升,在某个较大的电流值,样品的电压才呈现均匀超导体那样的突然跃变。这一现象与颗粒超导体系统具有双重转变相对应,当传导电流很低,使得样品的超导长程序得以维持时,样品表现为零电压降;当传导电流超过某一临界值(即超导长程序的最大超流值)后,超导长程序即被破坏,此时样品不再具有零电阻,因此开始出现电压降。原理上,超导长程序的破坏是一个相变过程,即从有序到无序的相变,因此,对应的临界电流值是唯一确定的,这个临界电流就是整个颗粒超导体系统的临界电流。超过这一临界值后,样品处于有阻态,这是一个较为复杂的状态,在有阻态中,随着电流的进一步增加,被破坏的超导结的数目呈“雪崩”似的增加,使得电压对电流的依赖表现出很强的非线性特性。当电流增大到一定的程度后,样品中的超导晶粒也开始失超,此时样品的电阻急剧增加,在 I - V 曲线上表现为第二个跃变。由于晶粒的尺寸分布不均,以及性质上的不均匀,原理上,这一转变是在一定的电流范围内发生的,因此并不能简单地从这一转变来确定晶粒的临界电流。

从 I - V 曲线的测量结果,可以得到整个颗粒超导体系统的临界电流值随温度的变化关系。图6示出 $x = 0.09$ 样品的 j_c - T 关系,其结果可以用(1)式描述,其中 $n = 1.6$ 。用(1)式拟合实验数据时,约化温度 t 取为 T/T_0 , 而不是 T/T_c , 即用超导长程序温度而不是晶粒的超导临界温度来描述整个颗粒系统的超导特性。

同样,我们测量了其它样品的临界电流温度特性。对 $x = 0$ 和 $x = 0.03$ 这两个样品,其 n 值分别为 $n = 2.3$ 和 $n = 2.1$ 。而对于 $x = 0.06, 0.09, 0.12$ 和 0.15 这四个样品,其 n 值均在 $n = 1.6$ 附近。图7显示了实验数据与理论值的符合情况。以上的结果中,均以 T_0 来刻划样品的整体超导行为,如果用 T_c 来刻划,则 n 值分散在 1.9 — 2.6 之间。这表明,对于典型化的颗粒超导体,超导长程序的温度代表了整体的超导行为,当用这一温度来刻划其超导特性时,可以得到相当一致的结果。

上述 $j_c \sim (1 - t)^{1.6}$ 特性可以利用三维 Josephson 网络模型加以解释。根据 Cai

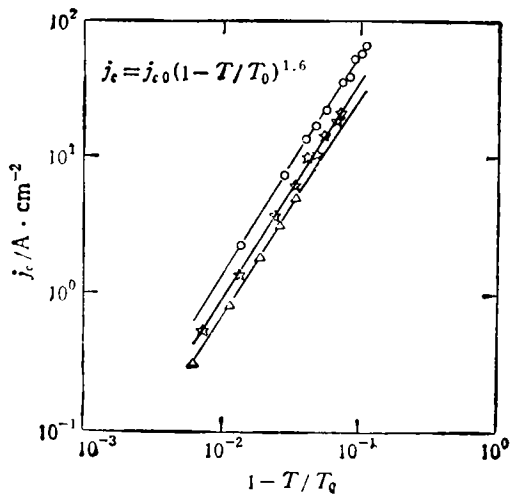


图7 $(\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7)_{1-x}(\text{V}_2\text{O}_5)_x$ 中具有双峰转变的样品的 $\lg j_c - \lg(1 - t)$ 关系 实线的斜率为 1.6 ○为 $x = 0.06$, $T_0 = 87.6\text{K}$; ☆为 $x = 0.09$, $T_0 = 83.4\text{K}$; △为 $x = 0.12$, $T_0 = 80.6\text{K}$

等人^[6]最近的数值模拟计算,发现在 Josephson 网络模型中,当输运电流达到系统的临界电流值时,绝大多数的 Josephson 结处于超导态,而仅有少数的结处于正常态,它们以渗流的形式阻断了超导通道,使系统进入有阻态.因此, $j \sim j_c$ 的状态就是典型的渗流阈值状态. 如果以 ξ_p 代表网络系统的自相似尺度,用 L 代表系统的标度尺度,通常, L 与超导材料的密度 ρ 之间满足下述关系:

$$\rho \sim L^{-\beta/\gamma} \quad (8)$$

其中 β 为序参量增长的临界指数, γ 为关联长度发散的临界指数. 对于三维网络模型, ρ 为低的, 于是一般有如下条件成立:

$$L > \xi_p. \quad (9)$$

在这种情形下,网络系统可以看成是一均匀系统,根据文献[17]所作的计算,在临界温度附近,临界电流密度的温度依赖将满足

$$j_c \sim (1 - t)^{1.5}, \quad (10)$$

即 $n = 1.5$, 这与本实验中所得的 $n = 1.6$ 相近.

据此分析,我们认为,方程(10)是这类颗粒超导系统整体临界电流密度所具有的特性,它属于整个弱耦合的颗粒超导体系统,而绝非单个的超导结所有. 这与那些仅用单结的性质来解释实验现象是有着本质上的差别的. 然而,如何理解 $x = 0$ 和 $x = 0.03$ 这两个样品表现出对 $n = 1.6$ 特性的偏差? 这个问题实质上就是如何理解目前大量的实验结果表现在 n 值分散在 1.5—2.5 之间这样一种现象. 为了探索这一现象的起因,我们对 $x = 0.09$ 的样品施加一外场,首先观察其双峰转变特性,如图 8 所示,随着磁场的增加,尽管第一个峰的变化不大,即对晶粒超导转变的影响不大,但在较低温度的峰则明显地变宽、变低. 我们知道,电阻转变过程中峰的宽度,实际上代表着样品内部的某种均匀性或有序程度. 转变宽度的增加,表明颗粒系统的无序性或非均匀性增加. 此时,再观察其临界电流的温度依赖特性,发现 n 值随磁场增加而增大(见表 2). 这一结果意味着, n 值可能与样品的某种均匀性或有序性相联系. 从这一观点出发,可以对本实验中观察到的 n 的离散行为以及其它文献中报道的离散行为以初步理解.

首先解释本实验所获得的结果. 对于具有典型双峰转变的样品(例如 $x = 0.09$), 双峰的出现,表明晶粒的超导转变与颗粒系统的超导长程序的形成已显著地分离(指发生转变的温区相互不重合),就晶粒间界的超导转变而言,由于没有受到晶粒超导转变过程的影响(或影响很小),其超导性质相对均匀. 对于那些没有双峰转变的样品,尽管也存在着

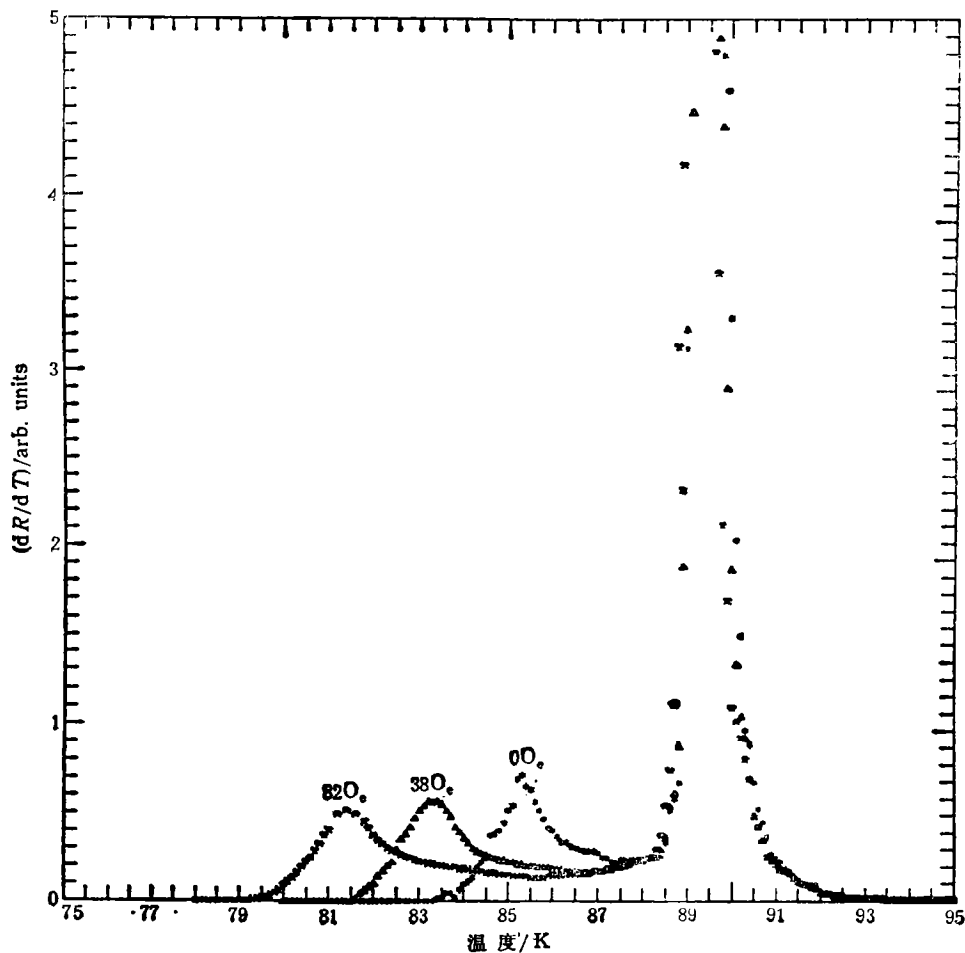


图 8 $x = 0.09$ 时不同磁场下的双峰转变曲线

表 2 $(YBa_2Cu_3O_{7-x})(V_2O_5)_{0.09}$ 在不同磁场下的临界电流特性

磁场强度/Oe	临界电流的温度特性
0	$i_c \sim (1 - T/T_0)^{1.6}$
25	$i_c \sim (1 - T/T_0)^{1.8}$
51	$i_c \sim (1 - T/T_0)^{1.9}$
103	$i_c \sim (1 - T/T_0)^{2.1}$

“晶粒”和“晶粒间界”两个超导相,但两者的转变区域相互重叠,因此也就相互影响,这就使得两者的超导性质都受到影响,有序度或均匀性下降,因此,在较均匀的样品中,临界电流的温度依赖行为较为一致,均表现为 $n = 1.6$ 的幂函数依赖关系,而随着双峰转变的消失(例如对样品 $x = 0$ 或 $x = 0.03$)或弱化(例如对于加有外场的样品 $x = 0.09$),其临界指数 n 则增大且离散。这与 McCoy^[18] 的理论计算相符合。根据其计算结果,对于无序存在的情形,无序的作用将使得相变的临界指数增大。由于无序的程度随两个转变

区重叠的程度以及随样品的其它性质而异,因此导致 n 值对不同的样品显现出离散分布,这种现象显然是不能够用单结的性质变化加以统一地解释的。

当然,正如有些文献[19]指出的那样,高 T_c 超导样品的临界电流特性在相当的程度上受到其内部磁通运动的影响,这也是导致其温度依赖具有复杂表现的另一个原因。然而,磁通运动的影响在强磁场或大电流情形下才显得重要,而对于本实验中所考虑的零磁场和小电流情形,磁通运动的影响将不是决定的因素。这也是前面的分析中不考虑磁通运动影响的原因所在。

4 结 论

从本实验的结果,可以得到以下几个结论:

1. 在 $(YBa_2Cu_3O_7)_{1-x}(V_2O_5)_x$ 系统中,当 x 值大于 0.09 时,样品出现两个明显分离的超导转变(即双峰转变)。第一转变对应于晶粒的超导转变,第二转变对应于颗粒系统超导长程序的形成。

2. 对于具有双转变特性的系统,其临界电流的温度依赖具有一致的形式:

$$j_c \sim (1 - T/T_0)^n, \quad n = 1.6.$$

这一现象可用三维网络系统的渗流超导模型解释。

3. 对于不具有双峰转变的样品,其临界电流与温度的依赖关系的临界指数 n 值大于 1.6,且随样品的不同而异。这一现象可用无序的影响加以解释。

以上结果仅是这类典型化的高 T_c 颗粒超导体的部分性质,此外,它们在磁通玻璃态超导电性及临界标度行为等方面也表现出与大块均匀样品不同的特点,有关这方面的结果将另文报道。

- [1] K. A. Müller, M. Takashige and J. G. Bednorz, *Phys. Rev. Lett.*, **58** (1987), 1143.
- [2] Y. Zhao and Q. R. Zhang, *Physica*, **C162-164** (1989), 693.
- [3] G. Deutscher and K. A. Müller, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 1745.
- [4] Y. Zhao *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **64**(1988), 1999.
- [5] Y. Zhao *et al.*, *Mod. Phys. Lett. B2* (1988), 1011; *Z. Physik*, **B71** (1988), 53; *Solid State Commun.*, **66**(1988), 35.
- [6] J. J. Calabrese *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **72**(1992), 2958.
- [7] N. A. Podlevskikh and L. M. Fisher, *Sov. Phys. Solid State*, **31**(1989), 659.
- [8] J. W. C. de *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **64** (1988), 426.
- [9] E. Babic *et al.*, *Phys. Rev.*, **B43**(1991), 1162.
- [10] T. B. Doyle and R. A. Doyle, *Cryogenics*, **32** (1992), 1019.
- [11] V. Ambegaokar and A. Baratoff, *Phys. Rev. Lett.*, **10**(1963), 486; **11**(1963), 104.
- [12] G. Deutscher, in: *Earlier and Recent Aspects of Superconductivity* (Eds Bednorz, J. G. and Müller, K. A.) Springer-Verlag (1989), p. 174.
- [13] V. P. N. Padmanaban, K. Shahi, *Physica*, **C208**(1993), 263.
- [14] 赵 勇等, *物理学报*, **38**(1989), 607.
- [15] R. B. Goldfarb *et al.*, *Cryogenics* **27**(1987), 475.
- [16] Z. X. Cai and D. D. Wetach, *Phys. Rev.*, **B45**(1992), 2385.
- [17] O. Entin-Wohlman *et al.*, *Phys. Rev.*, **B30**(1984), 2617.
- [18] B. McCoy, in *Phase Transitions and Critical Phenomena*, eds. by C. Domb and M. S. Green (Academic, New York, 1972), Vol. 2, p. 161.
- [19] N. Sawides, *Physica*, **C 165**(1990), 371.

CHARACTERISTICS OF TEMPERATURE DEPENDENCE OF CRITICAL CURRENT IN TYPICAL GRANULAR SYSTEM $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{V}_2\text{O}_5$

ZHAO YONG ZHUGE XIANG-BIN

(Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

HE YE-YE

(Cryogenic Laboratory, Academia Sinica, Beijing 100080)

(Received 18 August 1993)

ABSTRACT

By synthesising the $(\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7)_{1-x}(\text{V}_2\text{O}_5)_x$ ($0 < x < 0.15$) complex materials, the granular superconductors with a wide range of coupling strength have been obtained. Two peaks are observed in $dR/dT-T$ curve for samples of sufficient weak coupling between the grains, in which the second peak represents the formation of the superconducting long-range ordering of the granular system. Moreover, in this kind of samples shown the two-peak transition, the critical current all obey the law: $J_c \propto (1-x)^n$ with $n = 1.6$ without exception, this can be interpreted with the percolation of a three-dimensional network Josephson-junction system. However, for those without the two-peak transition, the n value is larger than 1.6, and distributes within a wide range. The cause for the distribution of n value are also considered and discussed.

PACC: 7430; 7450; 7460E; 7460J