

# 新型超导体 $\text{MgCNi}_3$ 的输运性质研究\*

王翠焕 莫维勤 李世燕 余 樊 荣 阮可青 杨宏顺 曹烈兆 陈仙辉

(中国科学技术大学结构分析实验室 物理系,合肥 230026)

(2001 年 12 月 6 日收到 2001 年 12 月 31 日收到修改稿)

测量了新型超导体  $\text{MgCNi}_3$  ( $T_c = 8\text{K}$ ) 的电阻率、正常态 Hall 效应和热电势等输运性质. 电阻率-温度曲线表明, 在高于 70K 的温区可以用电-声子散射的 Bloch-Grüneisen 公式拟合. Hall 系数  $R_H$  和热电势  $S$  在  $T_c$  以上的整个温度范围都为负值, 强烈表明  $\text{MgCNi}_3$  的载流子类型为电子型.  $R_H$  在从  $T_c$  到 140K 的温区内基本不随温度变化, 但在 140K 到室温范围,  $R_H$  随温度升高其绝对值减小. 对  $R_H$  的这种温度依赖关系进行了讨论.  $S$  在 150K 以上近似与温度成线性关系, 而在 150K 以下显示非线性. 用电-声子相互作用的重整化效应解释了热电势的温度行为. 电阻率和热电势在 50K 以下都表现出异常, 显示在 50K 附近电子状态发生了转变.

关键词: 电阻率, 热电势, Hall 效应

PACC: 7430F, 7215Y

## 1. 引 言

最近发现的金属间化合物超导体  $\text{MgB}_2$ <sup>[1]</sup> 和  $\text{MgCNi}_3$ <sup>[2]</sup> 引起了人们的极大关注.  $\text{MgB}_2$  具有较高的超导转变温度 ( $T_c = 39\text{K}$ ), 同时有很好的应用前景. 普遍观点认为如此高的  $T_c$  是由较轻的 B 原子的高振动频率引起的. 虽然  $\text{MgCNi}_3$  的  $T_c$  只有 8K 左右, 但是由于它是第一个不含氧原子的具有立方钙钛矿结构的化合物, 并且 Ni 含量很高, 因此具有很高的研究价值.

$\text{MgCNi}_3$  具有  $\text{ABO}_3$  型的立方钙钛矿 ( $\text{CaTiO}_3$ ) 结构, Mg 对应 A 位的 Ca, C 对应 B 位的 Ti, Ni 对应 O 原子, C 原子处于体心的位置, 被周围的六个 Ni 原子形成的八面体包围.  $\text{MgCNi}_3$  中有如此高的 Ni 含量, 类似于三维层状化合物  $\text{LuNi}_2\text{B}_2\text{C}^{[3]}$  ( $T_c \approx 16\text{K}$ ). 通常情况下材料中的 Ni 原子会形成某种磁性, 但是对  $\text{MgCNi}_3$  多晶样品的中子散射实验<sup>[4]</sup> 结果显示, 从 2K 到室温都没有观察到长程磁转变. 能带计算<sup>[5-7]</sup> 表明  $\text{MgCNi}_3$  的费密面上 Ni 的 3d 电子的行为类似于  $\text{LuNi}_2\text{B}_2\text{C}^{[8,9]}$  和  $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}^{[10]}$ . Ni 的 3d 电子被认为

是  $\text{MgCNi}_3$  中对超导起贡献的电子, 如果这些超导电子是 s 波配对, 那么在 Ni 原子位置形成局域磁矩的可能性不大, 因为局域磁矩具有强拆对效应, 破坏超导电性. He 等<sup>[2]</sup> 通过比热容的测量得到电-声子耦合常量  $\lambda_{ph} \approx 0.77$ , 属于常规电-声子相互作用的范畴. 在隧道电导实验<sup>[11]</sup> 中观察到了  $T_c$  以下的零偏压的电导峰, 暗示着  $\text{MgCNi}_3$  中非 s 波配对特性. 然而最近  $T_c$  以下的核磁共振 (NMR) 数据<sup>[12]</sup> 与各向同性的 s 波配对超导体一致. Singh<sup>[7]</sup> 等通过计算认为在不低于 10K 的温区内,  $\text{MgCNi}_3$  的热电势  $S$  是 p 型, 他们得出的结果显示在 150K 以下  $S$  很小 ( $< 1\mu\text{V}\cdot\text{K}^{-1}$ ), 当温度超过 150K,  $S$  迅速增加, 到  $T = 300\text{K}$  时  $S$  增至  $5\mu\text{V}\cdot\text{K}^{-1}$ , 他们认为  $S$  的这种异常的温度依赖行为是由于费密面上的空穴与电子竞争的结果.

目前已有一些对  $\text{MgCNi}_3$  超导体进行元素掺杂的研究<sup>[13]</sup>, 但是却很少有输运性质的报道. 本文测量了  $\text{MgCNi}_3$  的电阻率、Hall 效应和热电势等输运性质. 电阻率-温度曲线表明在高于 70K 的温区可以用电-声子散射的 Bloch-Grüneisen 公式拟合. Hall 系数  $R_H$  和热电势  $S$  在  $T_c$  以上的整个温度范围都是负值, 强烈表明  $\text{MgCNi}_3$  的载流子类型为电子型. 讨论了  $R_H$  和  $S$  随温度的变化关系. 电阻率和热电势在

\* 国家自然科学基金(批准号 59825107)资助的课题.

50K 以下的异常行为显示在 50K 附近电子状态发生了转变.

## 2. 实 验

$\text{MgCNi}_3$  多晶样品是通过将高纯单质 Mg 粉, C 粉和 Ni 粉在密封条件下进行固相反应制备的. 由于 Mg 的挥发性, 初始原料中 Mg 粉过量 20%, 按照文献 [2], C 粉过量 40% 将得到最佳超导性的样品, 因此三种粉末按  $\text{Mg}_{1.2}\text{C}_{1.4}\text{Ni}_3$  的名义配比混合, 略微研磨, 压成长方形小块, 包在薄的金属 Ta 片内, 密封在不锈钢反应釜中, 以上操作在高纯 Ar 气氛下进行. 将反应釜置于管式炉内通 Ar 气在 600℃ 反应 30 min, 接着升温至 900℃ 反应 60min, 然后随炉冷却, 得到的产物较蓬松. 再次研磨, 压片, 同样的条件下在 900℃ 烧结 60min, 得到致密的条状样品, 长约为 7mm, 宽约为 2mm.

粉末 x 射线衍射 (XRD) 分析使用 Rigaku D/Max- $\gamma$ A 型 x 射线衍射仪 (铜靶, 波长  $\lambda = 0.15418\text{nm}$ ). 为了得到好的 Hall 电压信号, 样品被打磨成薄片, 厚度约为  $360\mu\text{m}$ . Hall 系数的测量采用标准的六电极方法, 外加磁场垂直于样品表面, 由超导磁体 (Oxford Instrument) 提供, 测量电流为 15mA. 通过将外加磁场倒向的方法消除了由于 Hall 电极不对称引起的纵向电压. 在实验精度范围内 Hall 电压与磁场成线性关系. 热电势的测量用直流法, 温度范围为 10 到 300K. 样品置于分开的两个铜块上, 用银胶固定. 测量过程中两个铜块间的温度梯度 ( $\Delta T$ ) 保持在 1K, 由两对铈-铁热电偶测得. 本文中给出的热电势是相同温度下 5 次测量数据的平均值, 已扣除铜引线热电势的贡献.

## 3. 结果与讨论

图 1 是名义组分为  $\text{Mg}_{1.2}\text{C}_{1.4}\text{Ni}_3$  多晶样品的 x 射线衍射图. 从图 1 中可以看出, 样品的单相性很好. 拟合得到晶胞参量  $a = 0.381154(5)\text{nm}$ , 与文献 [2] 的报道一致.

图 2 显示了零场下  $\text{MgCNi}_3$  样品的电阻率-温度曲线. 超导转变的起始温度为 8.2K, 转变中点的温度为 8.0K, 转变宽度 ((90—10)%) 小于 0.3K, 表明样品的质量很好,  $T_c$  与文献 [2] 的报道很接近. 电阻率之比  $\rho_{300\text{K}}/\rho_{9\text{K}} = 2.5$ , 比文献 [2] 中的值略大, 正常

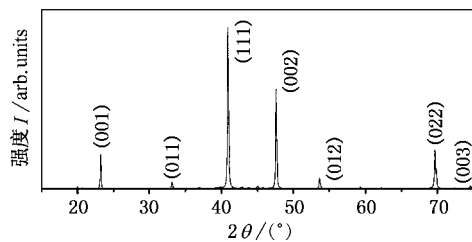


图 1  $\text{MgCNi}_3$  多晶样品的 x 射线衍射图

态电阻率大约为文献 [2] 中的 3 倍. 值得注意的是,  $\rho(T)$  曲线形状与 He 等 [21] 报道的非常相似, 类似的电阻率行为在 (Ba, K)BiO<sub>3</sub> (BKBO) 的单晶和薄膜样品 [14, 15] 中也都被观察到. Affronte 等 [14] 发现 BKBO 单晶的电阻率-温度曲线可以用电-声子散射的 Bloch-Grüneisen 理论很好的拟合.

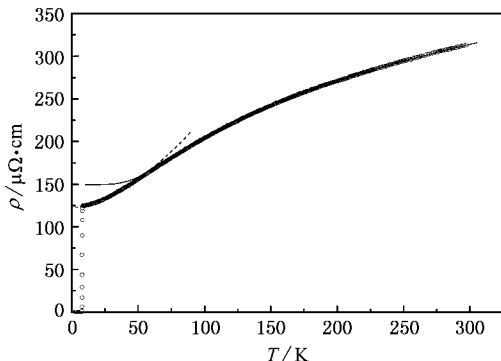


图 2  $\text{MgCNi}_3$  样品的电阻率-温度曲线. 实线为用 Bloch-Grüneisen 表达式拟合的曲线, 虚线是用幂指数拟合曲线

我们用文献 [14] 中的电阻率 Bloch-Grüneisen 表达式对  $\text{MgCNi}_3$  的正常态电阻率进行了拟合, 这个表达式成立的前提是声子分布符合 Einstein 形式  $\epsilon = k_B \Theta_E$  [14]:

$$\rho^{-1} = \rho_p^{-1} + (\rho_0 + \rho_{ph})^{-1}$$

$\rho_{ph} = \rho_l \coth\left[\frac{\Theta_E/2T}{1 + (2/3) \sinh^2(\Theta_E/2T)}\right]$ , 式中  $\rho_0$  和  $\rho_p$  分别为剩余和平行电阻率,  $\rho_l$  为拟合常量. 拟合结果表明在 70 到 300K 的温度范围内  $\text{MgCNi}_3$  的电阻率能被上述 Bloch-Grüneisen 表达式拟合得很好. 图 2 中的实线是最佳拟合曲线, 所得拟合参量分别为  $\Theta_E = 20(1)\text{K}$ ,  $\rho_0 = 20(1)\mu\Omega \cdot \text{cm}$ ,  $\rho_p = 574(1)\mu\Omega \cdot \text{cm}$ ,  $\rho_l = 177(1)\mu\Omega \cdot \text{cm}$ , 其中 Einstein 温度  $\Theta_E$  与 BKBO 单晶 [14] 中的相近. 在低温下, 上述的 Bloch-Grüneisen 表达式不再适合.

图 2 中  $\text{MgCNi}_3$  电阻率曲线的曲率在 50K 左右

发生了变化,在 50K 以上曲线是下凹的,而 50K 以下则变成上凹.在  $T_c$  到 50K 这个温区电阻率数据满足  $\rho \approx T^n$ ,  $n \approx 1.7$ . 最佳拟合曲线如图 2 中虚线所示. Singer 等<sup>[12]</sup>发现在核磁共振实验中奈特位移在 50K 以下趋于饱和,他们认为在 50K 附近电子状态发生了转变.这个转变很可能导致了本文中电阻率在 50K 以下发生的异常变化.

图 3 为  $\text{MgCNi}_3$  多晶样品在 10T 磁场下从室温到  $T_c$  的 Hall 系数  $R_H$  与温度  $T$  的关系曲线.插图显示的是温度为 100K 时在正负方向磁场下 Hall 电压随磁场的变化,可以看出 Hall 电压与外加磁场成线性关系,并且对正负两个方向的磁场具有对称性.在整个实验温区内 Hall 系数都是负值,说明其载流子是电子型的.在实验精度范围内,  $R_H$  从  $T_c$  到 140K 是定值,不随温度改变;超过 140K,随温度的增加  $R_H$  的绝对值减小,  $R_H(140\text{K})/R_H(295\text{K}) \approx 1.3$ .  $T = 100\text{K}$  时  $R_H = -6.1 \times 10^{-10} \text{ m}^3 \cdot \text{C}^{-1}$ , 计算得到载流子浓度为  $1.0 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ , 大小与  $\text{BKBO}$ <sup>[16]</sup> 接近, 低于  $\text{MgB}_2$ <sup>[17,48]</sup> 而高于一般铜氧化物超导体<sup>[19]</sup>. 在常规各向同性金属中, Hall 系数通常是不随温度变化的, 而在  $\text{MgCNi}_3$  中  $R_H$  随温度的变化关系与  $\text{BKBO}$  单晶类似. 铜氧化物超导体中  $R_H$  是明显的温度依赖函数, 这一般被认为是由磁激发作用引起的<sup>[20]</sup>. 能带计算认为  $\text{MgCNi}_3$  的费密面由 Ni 的 3d 轨道电子占主导<sup>[13]</sup>, 巡游电子出现于导致反铁磁的 Ni 的部分填充的 d 态. 它的  $R_H$  随温度变化很可能也象铜氧化物超导体一样是磁激发的结果. 然而,  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  并不含有磁性离子也表现出与  $\text{MgCNi}_3$  类似的随温度变化的  $R_H$ , 因此,  $\text{MgCNi}_3$  中的  $R_H$  的温度行为仍有待进一步的研究.

图 4 是从室温到 10K 范围内  $\text{MgCNi}_3$  的热电势  $S$  与温度  $T$  的关系曲线, 可以看出在整个温区中热电势都是负值, 这进一步支持了 Hall 效应测量结果. 确切表明载流子为电子型, 而有别于 Singh 等<sup>[7]</sup> 的计算结果. 常规非磁性金属材料的热电势包含扩散热电势和声子曳引热电势. 扩散热电势正比于  $T$ , 声子曳引热电势由声子把动量传给自由电子气而引起, 在低温下(低于  $0.1\Theta_D$ )正比于  $T^3$ , 高温下( $\sim 0.3\Theta_D$  以上)正比于  $T^{-1}$ , 从而应该存在声子曳引峰. 但从图 4 中看出没有明显的声子曳引峰.

在我们的实验精度下, 室温 (RT) 下  $S(300\text{K}) = -9.2\mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ ,  $dS/dT|_{300\text{K}} = -13.1 \text{ nV} \cdot \text{K}^{-2}$ . 可见

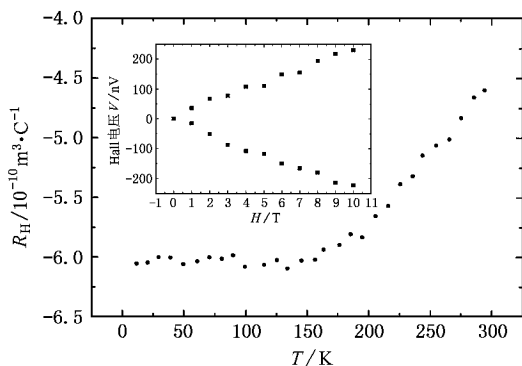


图 3  $\text{MgCNi}_3$  样品的 Hall 系数温度关系曲线. 插图为  $T = 100\text{K}$  时在正负方向磁场下 Hall 电压随场的变化

$\text{MgCNi}_3$  的  $S(RT)$  远远大于典型的自由电子体系材料的室温热电势(金的  $S(RT) = 1.94\mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ , Pb 的  $S(RT) = -1.28\mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ ), 接近 Pd 的  $S(RT) = -10\mu\text{V} \cdot \text{K}$  和许多高温超导体的热电势.  $\text{MgCNi}_3$  的热电势在室温附近近似线性关系,  $S(T)$  线性外推不过原点, 从 150K 到室温可用表达式  $S = a + bT$  拟合, 给出  $a = -5.2\mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ ,  $b = -13.1 \text{ nV} \cdot \text{K}^{-2}$ . 截距  $a$  略大于  $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$  单晶 ( $-4.6\mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ ) 以及  $\text{LuNi}_2\text{B}_2\text{C}$  单晶 ( $-4.3\mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ ) 的报道值<sup>[21]</sup>.  $S(T)$  曲线在 150K 附近偏离线性. 显然, 除扩散外还存在其他的作用对  $\text{MgCNi}_3$  的热电势有贡献.  $\text{MgCNi}_3$  的  $S(T)$  的这种非线性的行为和  $\text{Y(Lu)Ni}_2\text{B}_2\text{C}$  单晶<sup>[21]</sup> 的行为很相似. Rathnayaka 等通过研究  $S - bT$  与  $T$  的关系, 认为  $\text{Y(Lu)Ni}_2\text{B}_2\text{C}$  单晶中斜率的变化可能是声子曳引效应引起的, 这种效应类似于铜氧化物超导体<sup>[22]</sup>. 如图 4 插图所示, 我们研究了  $S - bT$  与  $T$  的关系, 在 150K 以上  $S - bT$  基本上不变, 约为  $-5.2\mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ . 在 10—150K 之间  $S - bT$  并没有  $T^{-1}$  的关系. 这表明除了扩散热电势外,  $\text{MgCNi}_3$  热电势的其他贡献并不是由类似  $\text{Y(Lu)Ni}_2\text{B}_2\text{C}$  单晶<sup>[21]</sup> 以及高温超导体<sup>[22]</sup> 中的声子曳引效应而引起.

低温下  $S(T)$  偏离线性还可能是由电-声子相互作用的重整化效应引起的<sup>[23]</sup>, 它使得热电势增强, 如下所示:

$$S = S_b [1 + \lambda(T)], \quad (1)$$

式中  $\lambda(T)$  为电-声子耦合参量,  $S_b$  为未经重整化的热电势. 此表达式作为一级近似忽略了一些相对较小的修正<sup>[24]</sup>. 上式可以改写为

$$\frac{S}{T} = \frac{S_b}{T} [1 + \lambda(T)], \quad (2)$$

式中  $\lambda(T)$  在  $T=0\text{K}$  处有最大值, 随着温度的升高而减小, 在室温及以上温区  $\lambda(T)$  基本可以忽略. 从而  $S/T-T$  的曲线应该给出  $\lambda(T)$  的值, 而  $[S/T]_{T \rightarrow 0} / [S/T]_{\text{RT}}$  则近似于  $1 + \lambda(0)$  的值.

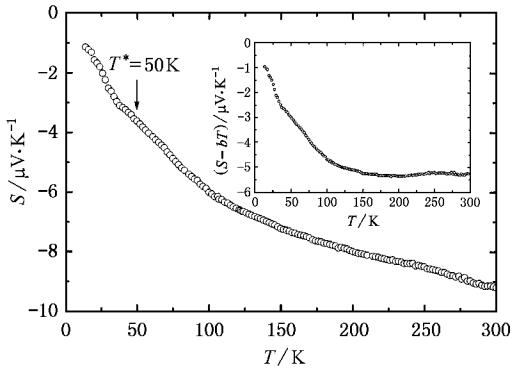


图4  $\text{MgCNi}_3$  样品的热电势-温度曲线. 插图为  $S - bT$  与  $T$  的关系曲线

图5给出  $\text{MgCNi}_3$  的  $S/T-T$  曲线.  $S/T$  的大小随温度降低而增加, 在 50K 处迅速增加, 并在 35K 处有一个负的峰出现, 这对应于图4中 50K 以下热电势随温度的异常变化. 这一异常行为可能与前面所述的 50K 以下的电阻率一样, 是由电子状态发生转变而引起的.

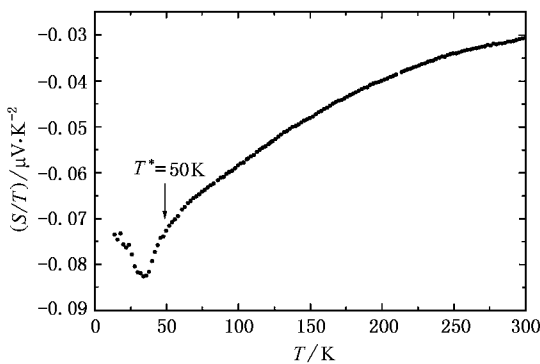


图5  $\text{MgCNi}_3$  样品的  $S/T$  与  $T$  关系曲线

35K 附近负峰的存在使得确定  $[S/T]_{T \rightarrow 0} / [S/T]_{\text{RT}}$  的值变得困难, 我们把  $T=10\text{K}$  以及  $T=35\text{K}$  时的  $S/T$  分别近似为  $[S/T]_{T \rightarrow 0}$  的值, 得到  $\lambda(0)$  为 1.4 和 1.7. 接近强耦合的 A-15 超导体, 诸如  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  ( $\lambda \approx 1.8$ ) 以及  $\text{Nb}_3\text{Al}$  ( $\lambda \approx 1.5$ ). He 等<sup>[2]</sup>通过比热容的测量得到  $\text{MgCNi}_3$  电-声子耦合参量  $\lambda_{\text{ph}} \approx 0.77$ , 远小于我们通过热电势测量得到的值, 因此还有别的原因导致了热电势所得到的  $\lambda(0)$  的增加. NMR 的测量表明  $\text{MgCNi}_3$  有中等强度的铁磁自旋涨落. 在考虑自旋涨落的情况下, 方程(2)修正为:

$$\frac{S}{T} = \frac{S_b}{T} [1 + \lambda(T) + \lambda_{\text{sf}}], \quad (3)$$

式中  $\lambda_{\text{sf}}$  是由于自旋涨落引起的电-声子耦合参量的增加. 在我们的研究中可以用  $\lambda_{\text{sf}}$  来解释  $\lambda(0)$  明显偏大的现象.

## 4. 结 论

研究了  $\text{MgCNi}_3$  正常态的电阻率, Hall 系数和热电势的温度依赖关系. 电阻率-温度曲线表明在高于 70K 的温区可以用电-声子散射的 Bloch-Grüneisen 公式拟合. 在整个温区中 Hall 系数  $R_H$  和热电势  $S$  都是负值, 所以  $\text{MgCNi}_3$  的载流子是电子型的. Hall 系数  $R_H$  在  $T_c$  到 140K 范围内不随温度变化, 在 140K 到室温范围随温度增加绝对值减小.  $T=100\text{K}$  时  $R_H = -6.1 \times 10^{-10} \text{m}^3 \cdot \text{C}^{-1}$ , 计算得到载流子浓度为  $1.0 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$ . 热电势  $S$  随温度升高绝对值变大, 高温部分  $S$  与温度有线性关系, 150K 以下  $S$  表现出非线性行为, 用电-声子作用的重整化效应进行了解释. 电阻率和热电势在 50K 以下的异常行为显示在 50K 附近电子状态发生了转变.

[1] Nagamatsu J, Nakagawa N, Muranaka T, Zenitani Y and Akimitsu J 2001 *Nature* **410** 63  
 [2] He T, Huang Q, Ramirez A P, Wang Y, Regan K A, Rogado N, Hayward M A, Haas M K, Slusky J S, Inumaru K, Zandbergen H W, Ong N P and Cava R J 2001 *Nature* **411** 54  
 [3] Hilscher G and Michor H 1999 *Studies on High Temperature Superconductors* (New York: Nova Science Publishers) p241

[4] Huang Q, He T, Regan K A, Rogado N, Hayward M A, Haas M K, Inumaru K and Cava R J 2001 *Physica C* **363** 215  
 [5] Dugdale S B and Jarlborg T 2001 *Phys. Rev. B* **64** 100508  
 [6] Shim J H, Kwon S K and Min B I 2001 *Phys. Rev. B* **64** 180510  
 [7] Singh D J and Mazin I I 2001 *Phys. Rev. B* **64** 140507  
 [8] Mattheiss L F 1994 *Phys. Rev. B* **49** 13 279  
 [9] Pickett W E and Singh D J 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 3702

- [ 10 ] Lee J I , Zhao T S , Kim I G , Min B I and Youn S J 1994 *Phys. Rev. B* **50** 4030
- [ 11 ] Mao Z Q , Rosario M M , Nelson K , Wu K , Deac I G , Achiffer P , Liu Y , He T , Regan K A and Cava R J 2001 *preprint cond-mat/0105280*
- [ 12 ] Singer P M , Imai T , He T , Hayward M A and Cava R J 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 257601
- [ 13 ] Hayward M A , Haas M K , Ramirez A P , He T , Regan K A , Rogado N , Inumaru K and Cava R J 2001 *Solid State Commun.* **119** 491
- [ 14 ] Affronte M , Marcus J and Escribe-Filippini C 1993 *Solid State Commun.* **85** 501
- [ 15 ] Moon B M , Platt C E , Schweinfurth R A and VanHarlinger D J 1991 *Appl. Phys. Lett.* **59** 1905
- [ 16 ] Sato H , Ido T , Uchida S , Tajima S , Yoshida M , Tanabe K , Tashihara K and Miura Ni 1993 *Phys. Rev. B* **48** 6617
- [ 17 ] Kang W N , Jung C U , Kim K H P , Park M S , Lee S Y , Kim H J , Choi E M , Kim K H , Kim M S and Lee S I 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 962
- [ 18 ] Li H L *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2044 ( in Chinese ) 李慧玲等 2001 *物理学报* **50** 2044 ]
- [ 19 ] Harris J M , Yan Y F and Ong N P 1992 *Phys. Rev. B* **46** 14293
- [ 20 ] Anderson P W 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 2092
- [ 21 ] Rathnayaka K D D , Bhatnagar A K , Parasiris A , Naugle D G , Canfield P C and Cho B K 1997 *Phys. Rev. B* **55** 8506
- [ 22 ] Trodahl H J 1995 *Phys. Rev. B* **51** 6175
- [ 23 ] Kaiser A B 1987 *Phys. Rev. B* **35** 4677
- [ 24 ] Kaiser A B and Stedman G E 1985 *Solid State Commun.* **54** 91

## Transport properties of new superconductor $\text{MgCNi}_3$ \*

Wang Cui-Huan Mo Wei-Qin Li Shi-Yan Yu Min Fan Rong Ruan Ke-Qing

Yang Hong-Shun Cao Lie-Zhao Chen Xian-Hui

( *Structure Research Laboratory and Department of Physics , University of Science and Technology of China , Hefei 230026 , China* )

( Received 6 December 2001 ; revised manuscript received 31 December 2001 )

### Abstract

The normal state resistivity , Hall coefficient  $R_H$  and thermopower  $S$  in the new superconducting perovskite  $\text{MgCNi}_3$  ( $T_c = 8 \text{ K}$ ) have been studied. Above 70K ,  $\rho(T)$  fits well the curve predicted by Bloch-Grüneisen theory consistently with electron-phonon scattering. Both  $R_H$  and  $S$  of  $\text{MgCNi}_3$  are negative in the whole temperature range , which definitely indicates that the carrier in  $\text{MgCNi}_3$  is the electron type.  $R_H$  is temperature independent between  $T_c$  and 140K. Above 140K , the magnitude of  $R_H$  decreases as temperature rises.  $S(T)$  is approximately linear above 150K , while below 150K is nonlinear. It can be interpreted by the electron-phonon interaction renormalization effects. An electronic crossover occurs at about 50K , resulting in the abnormal behaviour of resistivity and thermopower below 50K.

**Keywords** : resistivity , thermopower , Hall effect

**PACC** : 7430F , 7215Y

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No.59825107 ).