第22卷 第5期 物 理 学 报 Vol. 22, No. 5
1966 年 5 月 ACTA PHYSICA SINICA May, 1966

Bi_2Te_3 的杂质微分凝对温差电性质的影响*

罗贊继 殷士端 唐代維 阮圣央
(中 国 科 学 院)

提 要

在 Bridgman 法生长的 P 型和 N 型 Bi_2Te_3 等取向晶体中发现杂质微分凝次结构，对不同微分凝程度的 Bi_2Te_3 晶体的电导率、温差电动势率、热导率和霍尔系数在 80—330°K 温度范围内进行了测量，并分析了在有外场和温度梯度存在时载流子的输运性质. 着重研究了杂质微分凝对温差电参数的影响，证实了增加晶体表观热导率的一种机构.

一、引 言

Bi_2Te_3 以及以 Bi_2Te_3 为基的固溶体具有较高的温差电性能，是近十年来研究最多，运用最广的温差电致冷材料. Bi_2Te_3 晶体属于 $R\bar{3}m$ 六方结构[1-3]，原子以Te-Bi-Te-Bi-Te的序列分层排列，显示出很強的各向异性[4-6]，具有多重极值的复杂能带结构[4,7,8]，因此研究它的输运性质有助于加深对电子在各向异性很显著的晶体中运动规律的了解. 近年来，曾发表不少研究 Bi_2Te_3 输运性质的工作，但不同著者所得结果，例如迁移率、晶格热导率及载流子的有效质量等输运参量，多有差异[3-5,9-13]，且所有已发表的工作均未研究晶体的金相结构对这些参量的影响.

本文采用 Bridgman 方法制备 Bi_2Te_3 单晶和取向晶体，金相观察发现在 P 型和 N 型晶体中都存在杂质微分凝. J. F. Cosgrove 等[14]在室温下测量了 $BiSbTe_3$ 的温差电性能，认为温差电动势率的减小，热导率的增大与杂质微分凝相联系. 为了进一步阐明这种微分凝现象对温差电性质的影响，本文对不同微分凝程度的 Bi_2Te_3 晶体的电导率、温差电动势率、热导率和霍尔系数在 80—330°K 的范围内进行了测量，并分析在有外场和温度梯度存在时载流子的输运性质.

二、样品的制备和晶体中的杂质微分凝

P 型及 N 型 Bi_2Te_3 取向晶体由垂直定向冷却法制备，晶锭由一个或少数几个单晶组成，它们的(0001)面都沿晶锭纵轴取向. 原材料纯度为 99.999%，从正化学配比成分制备的 Bi_2Te_3 是 P 型，掺杂 0.10% TeI_4 的是 N 型. 测量样品的编号及生长条件列在表 1 中.

对晶锭垂直于(0001)面的截面做金相观察，发现杂质微分凝次结构(图 1)，微分凝区平行于(0001)面在晶体中延伸，约以 0.05 毫米的间距周期相间.

试验表明：微分凝的出现与结晶时平坦固液界面的破坏相关联，每条分凝区对应于

* 1965 年 8 月 5 日收到.

表 1

样品编号	掺杂量（重量百分比）	类 型	温度梯度（度/厘米）	拉 速（厘米/小时）	微分凝程度
*P*1	0	*P*	30	1	增↓强
*P*2	0	*P*	30	8	
*P*3	0	*P*	30	16	
*N*1	0.10%TeI_4	*N*	95	0.87	增↓强
*N*2	0.10%TeI_4	*N*	30	29.2	

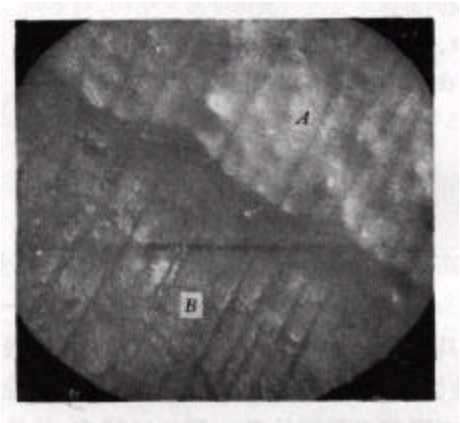

图 1a Bi_2Te_3 固液界面上的沟渠 *A* 与晶体内微分凝区 *B* 的对应关系(100×)

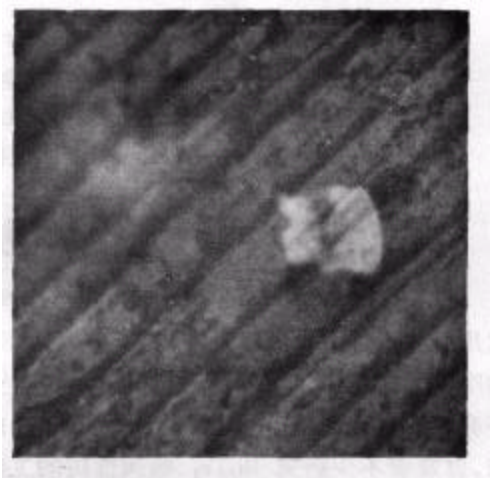

图 1b Bi_2Te_3 晶体中的杂质微分凝区平行于(0001)面(100×)

图 1c *P* 型 Bi_2Te_3 在温度梯度>50度/厘米，结晶速度 0.96 厘米/小时时微分凝消除(80×)

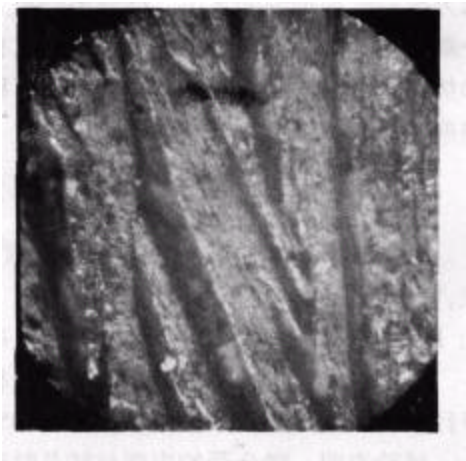

图 1d *P* 型固溶体(74%Sb_2Te_3—26%Bi_2Te_3)取向晶体中的微分凝(100×)

固液界面的一条沟渠．杂质微分凝的程度(密度，连续性)受结晶条件的控制，当固液界面附近液相中温度梯度减小，结晶速度增大时，杂质微分凝程度增加，在极端情况下，晶体枝状生长．枝间诱陷杂质，微分凝特别严重．当温度梯度增大到 50 度/厘米以上，结晶速度从 6 厘米/小时降低到 0.96 厘米/小时时，固液界面平坦，微分凝接近消失(见图 1c)．

为了说明杂质微分凝对热传导和温差电动势率的影响，曾进行以下模拟实验．利用 Bi_2Te_3 平行解理面方向比垂直解理面方向扩散系数大几个数量级的特性[15]，对样品 A 的一半扩散入施主杂质 Cu，造成样品中以解理面为分界的杂质浓度显著不同的 A_1 区和 A_2 区(见图 2a)．

测量整个样品的热导 κ_A、温差电动势率 α_A，然后将样品沿 A_1，A_2 区的分界面剖开成两个样品，分别测量其电阻 R_1，R_2，热导 κ_1，κ_2 及温差电动势率 α_1，α_2，结果发现

$$\kappa_A = \kappa_1 + \kappa_2 + \Delta\kappa, \quad \Delta\kappa > 0; \tag{1}$$

$$|\alpha_A| < |\alpha_1|.$$

再将 A_1，A_2 并联(中间电绝缘或接触)测量(如图 2b)，所得结果仍为 κ_A，α_A．此时，因样品两端存在温差 ΔT，则整个组合样品内应有环形电流 I 通过：

$$I = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)}{R_1 + R_2}\Delta T. \tag{2}$$

此电流在热端吸收并在冷热放出珀尔帖热 Q：

$$Q = (\alpha_1 - \alpha_2) I T_h. \tag{3}$$

式中 T_h 为热端温度．Q 的吸收和放出等效于增加了热导，由此得

$$\Delta\kappa = \frac{Q}{\Delta T} = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)^2}{R_1 + R_2} T_h. \tag{4}$$

同时也求出整个样品的温差电动势率为

$$\alpha = \alpha_1 - \frac{(\alpha_1 - \alpha_2) R_1}{R_1 + R_2}. \tag{5}$$

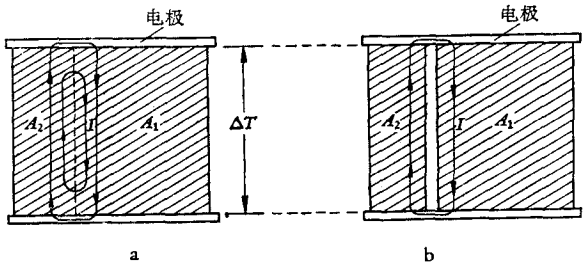

图　2

比较测量结果和由式(4)、(5)计算得的值，可见它们近乎一致(见表 2)．

表　2

α_1 (微伏/度)	α_2 (微伏/度)	κ_1 (毫瓦/度)	κ_2 (毫瓦/度)	R_1 (毫欧)	R_2 (毫欧)	κ_A (毫瓦/度)	α_A(微伏/度)		$\Delta\kappa$(毫瓦/度)	
							实验值	计算值	实验值	计算值
193	−208	3.1	3.9	5.23	6.18	10.4	7.2	10.0	3.4	4.0

如果在图 2b 表示的测量中，将样品与电极电绝缘，即使 $I=0$，测量结果得 $\Delta\kappa=0$.

以上试验说明，样品热导的增加和温差电动势率的下降是环形电流造成的. 以上模拟试验中并未涉及到不均匀区域的结构，所要求的仅仅是电学性质的差异，所以其结果可适用于具有微分凝区、两相以及多相的温差电合金.

三、Bi_2Te_3 的温差电性质

1. 霍尔系数 R_H

图 3 表示 P 及 N 型 Bi_2Te_3 在 80—330°K 温度范围内霍尔系数随温度的变化关系. 从图 3 可看出，当温度低于室温时，P 型样品的霍尔系数随温度的升高而增大，这种反常的霍尔效应可能和杂质带与满带、导带交迭相联系[16].

根据简并化条件及对应费米能级为极大值的温度～30°K（以下将详细讨论），可粗略估计出所测 Bi_2Te_3 中杂质电离能～10^{-3} 电子伏. 对于电离能如此小的样品，可认为在 80°K 附近杂质已全部离化.

若采用该温度下的 R_H 值，并引用公式 $P=\dfrac{AB}{ReC}$，其中 B 在简并化的情况下等于 1（以下将讨论所测样品在 80°K 已简并化）；A 为由磁阻的各向异性定出的常数，对 P 型及 N 型 Bi_2Te_3 分别等于 0.476 及 0.326[4,5]]，得出各样品的杂质饱和浓度如下：

$$P_s(P1)=1.0\times10^{19}\ \text{厘米}^{-3},$$
$$P_s(P2)=1.3\times10^{19}\ \text{厘米}^{-3},$$
$$P_s(P3)=2.1\times10^{19}\ \text{厘米}^{-3},$$
$$N_s(N1)=1.0\times10^{19}\ \text{厘米}^{-3},$$
$$N_s(N2)=1.6\times10^{19}\ \text{厘米}^{-3}.$$

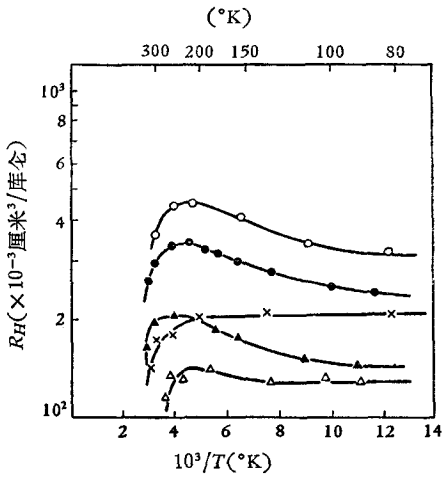

图 3

○——$P1$，●——$P2$，▲——$P3$，
×——$N1$，△——$N2$.

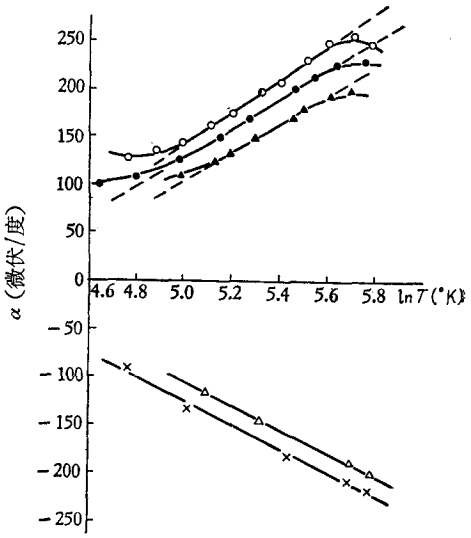

图 4

○——$P1$，●——$P2$，▲——$P3$，
×——$N1$，△——$N2$.

由此可看出，杂质微分凝使载流子浓度增加．对 P 型 Bi_2Te_3，由于组分 Te 的分布系数为 1.3—3.5 × 10^{-3}[17]，杂质微分凝区过剩组分 Te 的富积使基区更加缺 Te，从而提高了空穴浓度．对 N 型样品，TeI_4 可能富积在基区从而提高了电子浓度．要证实这一点还有待于作进一步的探讨．

2. 温差电动势率 α

在 80—330°K 范围内 Bi_2Te_3 的温差电动势率随温度的改变如图 4 所示．由图 4 可以看出，P 型 Bi_2Te_3 在 150—240°K 及 N 型样品在整个测量温度范围内 α 与 $\ln T$ 为线性变化关系．

对杂质半导体，在非简并的杂质饱和区，α 与温度 T 的关系式如下：

$$\alpha = \frac{3}{2}\frac{k}{e}\ln T + \text{常数}. \tag{6}$$

因此图中的直线部分可认为是非简并的杂质饱和区．对 P 型 Bi_2Te_3，温度低于 150°K 和高于 240°K 时，曲线偏离该直线分别与简并化效应及本征电导相联系．

根据式(6)，$\alpha \sim \ln T$ 直线的斜率等于 $\frac{3}{2}\frac{k}{e}$（= 129 微伏/度），而实验值对 P 型及 N 型样品分别为 154 及 150 微伏/度；Goldsmid[9] 也得到类似的结果．计算值与实验值的不相一致，可解释为式(6)所引用的有效质量不随温度改变的假设不符合实际的情况．以下将证实有效质量在非简并的杂质饱和区随温度的升高而增加．如考虑这项影响，计算值将更接近实验值．此外式(6)采用等能面为球面，即状态密度正比于 $E^{\frac{1}{2}}$ 的假设对具有复杂能带结构的 Bi_2Te_3 不完全适用．

费米能级为极大时所对应的温度 T_m 表示为

$$T_m = \frac{1}{e}\left[\frac{h^2 P_s^{2/3}}{(2s)^{3/2} 2\pi m^* k}\right],$$

其中 s 为能带的极值数，对 P 型及 N 型 Bi_2Te_3，s 分别为 3 及 6[7]．若将 77°K 时 $m_-^* = 0.37m_0$，$m_+^* = 0.51m_0$ 及各样品的饱和载流子浓度代入上式．得出 P 型及 N 型 Bi_2Te_3 的 T_m 分别为 30—50°K 及 20—30°K．对 P 型样品，T_m 的计算值远远低于所观察到开始简并化的温度，这是因为样品的载流子浓度很高，因此在较高的温度费米能级便已进入满带．

对非简并的杂质半导体，α 表示为

$$\alpha = \frac{k}{e}\left[\gamma + 2 + \ln\frac{2s(2\pi m^* kT)^{3/2}}{h^3 P}\right], \tag{7}$$

其中 m^* 为有效质量，γ 表示迁移率 μ 随温度变化关系中的指数因子：$\mu \sim T^{\gamma-3/2}$．将各样品的 P_s，α 及 γ（以下将详细讨论）代入上式，得出 m^* 随温度的变化关系如图 5 所示．由图 5 可看出，在非简并的杂质饱和区，有效质量随温度的升高而增加．高于

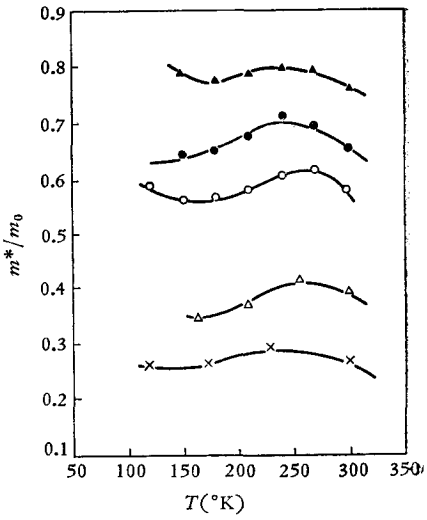

图 5

○——$P1$，●——$P2$，▲——$P3$，×——$N1$，△——$N2$．

此温度范围时，由于本征激发，低于此温度范围时，由于简并化的影响，式(7)已不适用，故由该式计算出有效质量随温度的变化不能表示两者实际的依赖关系。

图 5 表明杂质微分凝使有效质量增大。这可能是因为杂质微分凝区晶格常数变化及微分凝区边界晶格畸变度的增大，影响到能带结构。

由图 4 可看出杂质微分凝使 α 降低。如 $\Delta\alpha$ 表示相对于杂质微分凝最弱的样品(对 P 型 Bi_2Te_3 为 $P1$，对 N 型 Bi_2Te_3 为 $N1$)所降低的 α 值，则

$$\Delta\alpha = \Delta\alpha_P + \Delta\alpha_m{}^* + \Delta\alpha_{环}; \tag{8}$$

其中 $\Delta\alpha_P$ 表示杂质微分凝使载流子浓度增加从而使 α 降低的部分，$\Delta\alpha_m{}^*$ 表示杂质微分凝使有效质量增加从而使 α 增加的部分，$\Delta\alpha_{环}$ 表示环形电流使 α 降低的部分。表 3 列入了 $P2$, $P3$, $N1$ 在 150—240°K 温度范围内式(8)中的各项。由表 3 可看出，对 $P2$, $P3$, $N2$ 样品，环形电流所引起 α 的下降平均分别占总 α 的 12%，39% 及 8%。

表 3

样品 / $\Delta\alpha$ / 温度	$P2$					$P3$					$N2$				
	$\Delta\alpha_m{}^*$	$\Delta\alpha_p$	$\Delta\alpha$	$\Delta\alpha_{环}$	$\frac{\Delta\alpha_{环}}{\alpha}$	$\Delta\alpha_m{}^*$	$\Delta\alpha_p$	$\Delta\alpha$	$\Delta\alpha_{环}$	$\frac{\Delta\alpha_{环}}{\alpha}$	$\Delta\alpha_m{}^*$	$\Delta\alpha_n$	$\Delta\alpha$	$\Delta\alpha_{环}$	$\frac{\Delta\alpha_{环}}{\alpha}$
150°K	−17	10	11	18	12%	−44	28	35	51	39%	−18	18	12	12	8%
180°K	−17	10	12	19		−41	28	40	53		−15	17	12	10	
210°K	−17	10	14	21		−38	28	45	55		−14	17	12	9	
240°K	−22	10	16	28		−38	28	51	61		−18	17	10	11	

3. 电导率 σ

P 型及 N 型 Bi_2Te_3 电导率的结果如图 6, 7 所示，由图 6, 7 可以看出，对 P 型 Bi_2Te_3,

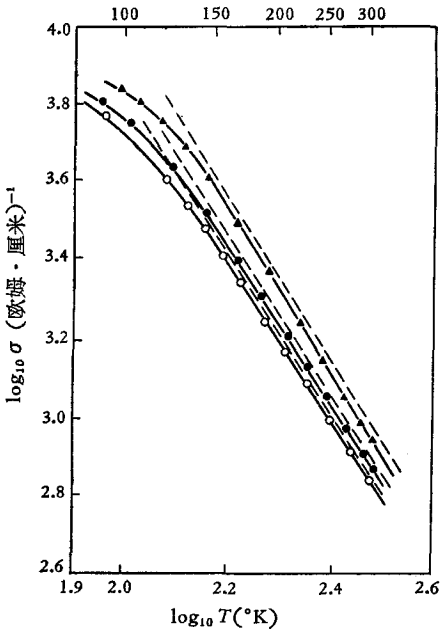

图 6

○——$P1$, ●——$P2$, ▲——$P3$.

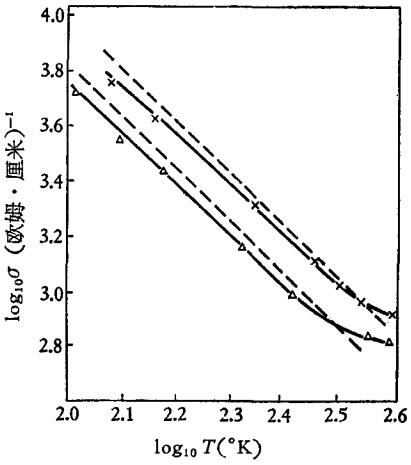

图 7

×——$N1$, △——$N2$.

在温度高于 150°K，以及对 N 型 Bi_2Te_3，在温度低于 300°K 的温度范围内，$\log\sigma$ 与 $\log T$ 为直线变化关系．图中虚线表示非简并电导率的计算值[10] $\sigma_0=\sigma\frac{2F_{\frac{1}{2}}(\eta)}{\sqrt{\pi}F_0(\eta)}$，其中 σ 为测量值，η 为简约费米能级，可由式 $\alpha=\frac{k}{e}(2+\gamma-\eta)$ 求出，$F_{\frac{1}{2}}(\eta)$ 及 $F_0(\eta)$ 为费米函数．σ 与 σ_0 吻合部分表示非简并导电区域．

对 P 型 Bi_2Te_3，温度低于 150°K 时曲线与直线的偏离是由于简并化的影响；对 N 型 Bi_2Te_3.，温度高于 300°K 时，曲线偏离直线则是本征激发所致．

前面已经证明，图 6,7 的直线部分为杂质饱和区，于是，由直线的斜率可求得迁移率随温度的变化关系

$$\mu_+(P1)\sim T^{-1.94},$$
$$\mu_+(P2)\sim T^{-1.98},$$
$$\mu_+(P3)\sim T^{-2.08},$$
$$\mu_-(N1)\sim T^{-1.77},$$
$$\mu_-(N2)\sim T^{-1.77}.$$

因此可认为在 Bi_2Te_3 中起主导作用的散射机构是晶格振动的纵声学波散射．其与理论值 $\mu\sim T^{-1.5}$ 的差别可能由于以下原因所引起：1）对纵声学波散射 $\mu\sim m^{*-5/2}T^{-3/2}$，如考虑有效质量随温度的升高而增大，则实验值更接近理论值．2）$\mu\sim T^{-3/2}$ 的关系式采用了晶格结构具有简单立方的对称性，等能面为球面，能带具有单极值等假设，因而不适于具有复杂能带结构及各向异性很显著的 Bi_2Te_3 晶体．

室温下的迁移率

$$\mu_+(P1)=545\ \text{厘米}^2/\text{伏}\cdot\text{秒},$$
$$\mu_+(P2)=451\ \text{厘米}^2/\text{伏}\cdot\text{秒},$$
$$\mu_+(P3)=380\ \text{厘米}^2/\text{伏}\cdot\text{秒},$$
$$\mu_-(N1)=745\ \text{厘米}^2/\text{伏}\cdot\text{秒},$$
$$\mu_-(N2)=336\ \text{厘米}^2/\text{伏}\cdot\text{秒}.$$

由此可看出，杂质微分凝使迁移率下降．这可解释为在杂质微分凝区的边界处产生大量位错[18]、晶格畸变以及杂质微分凝区本身和基体偏离化学比，降低了迁移率．杂质微分凝使迁移率降低和使有效质量增加（见图 5），定性地符合在共价晶体中 $\mu\sim m^{*-5/2}$ 的关系．

对 P 型 Bi_2Te_3，杂质微分凝使 σ 增大，这说明载流子浓度增加的影响超过迁移率降低的影响．对 N 型样品，情况正好相反．

在本征导电区，电导率表示为

$$\sigma=2e(\mu_++\mu_-)\left(\frac{2\pi kT}{h^2}\right)^{3/2}(m_+^*m_-^*)^{3/4}e^{-\frac{\Delta E}{2kT}},\tag{9}$$

如采用空穴和电子迁移率随温度的平均变化 $\mu\sim T^{-1.91}$，则由 $\ln(\sigma T^{0.41})\sim\frac{1}{T}$ 在高温直线区的斜率求得禁带宽度 $\Delta E=0.17$ 电子伏（见图 8）．

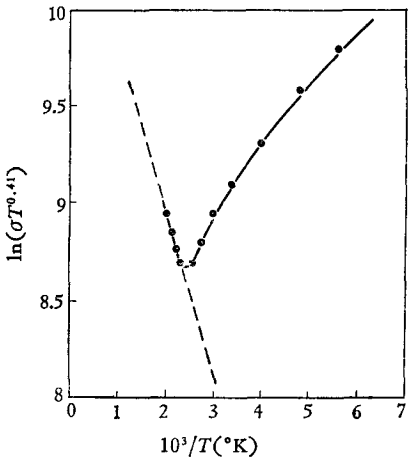

图 8
●——$P2$.

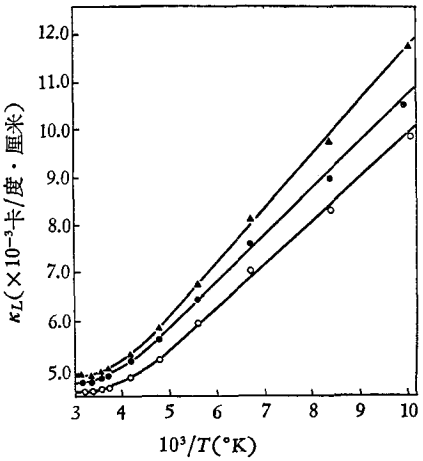

图 9
○——$P1$: $\kappa_L\sim0.87T^{-1}$;
●——$P2$: $\kappa_L\sim0.93T^{-1}$;
▲——$P3$: $\kappa_L\sim1.10T^{-1}$.

4. 热导率 κ

在温度为 100—330°K 范围 P 型晶格热导率 κ_L 随温度的变化如图 9 所示. $\kappa_L=\kappa-\kappa_e$, 其中 κ 为总热导率, κ_e 为载流子所贡献的热导率, 可表示为 $\kappa_e=\sigma TL$, 式中 L 在大于 150°K 的非简并化温区等于 $2\frac{k^2}{e}$, 在小于 150°K 的简并化温区等于 $\frac{\pi^2}{3}\frac{k^2}{e}$.

由图 9 可看出,低于室温时 $\kappa_L\sim\frac{1}{T}$,表明声子主要受点阵散射; 高于室温时热导率随温度的升高而增大,表明本征激发引起电子-空穴对双极扩散从而贡献热导.

杂质微分凝导致晶格畸变,取向性变坏,从而应使 κ_L 减小. 但图 9 表明,杂质微分凝

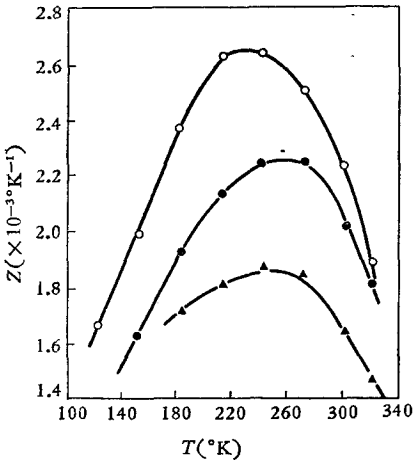

图 10
○——$P1$, ●——$P2$, ▲——$P3$.

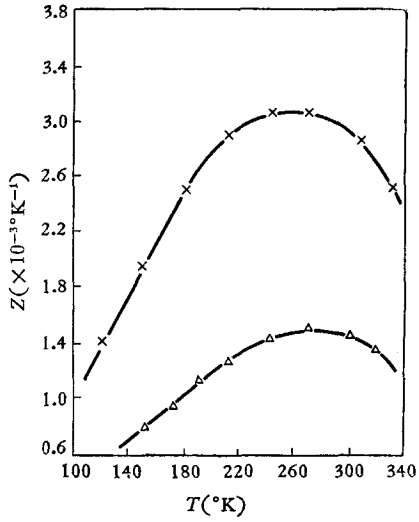

图 11
×——$N1$, △——$N2$.

越強的样品，κ_L 越大，这一事实有力地说明环形电流的珀尔帖效应使热导率增大。如$\Delta\kappa_L$表示相对于杂质微分凝最弱的样品所增加的 κ_L 值，则 $\frac{\Delta\kappa_L}{\kappa_L}$ 对 $P2$，$P3$ 样品平均分别为～10%及～15%。

5. 优值系数 Z

在 100—330°K 温度范围内 P 型及 N 型 Bi_2Te_3 的优值系数 $Z=\frac{\alpha^2\sigma}{\kappa}$ 如图 10，11 所示。由图 10，11 可看出杂质微分凝使 Z 值下降。如 ΔZ 表示相对于杂质微分凝最弱的样品所下降的 Z 值，则 $\frac{\Delta Z}{Z}$ 对 $P2$，$P3$ 及 $N2$ 等样品在 220—300°K 温度范围内平均分别为～10%，～30% 及 ～50%。

四、結　　論

在通常条件下，用 Bridgman 法制备的 Bi_2Te_3 单晶和取向晶体都存在杂质微分凝。

实验表明：对载流子浓度分别为 1.0—2.1 × 10^{19} 厘米$^{-3}$及 1.0—1.6 × 10^{19} 厘米$^{-3}$的 P 型及 N 型样品，非简并杂质饱和区分别在 150—240°K 及 80—300°K 的温度范围内。该温区内载流子的有效质量随温度升高而增加。空穴电子和迁移率随温度的平均变化分别为 $\mu_+\sim T^{-2.00}$ 及 $\mu_-\sim T^{-1.77}$。载流子在 Bi_2Te_3 中主要受纵声学波散射。对 P 型 Bi_2Te_3，在低于室温的温度范围内声子主要被点阵散射，高于室温时，产生电子-空穴对的双极扩散。P 型 Bi_2Te_3 的禁带宽度为 0.17 电子伏。

杂质微分凝使样品的载流子浓度提高，有效质量增加，迁移率降低。化学组分不均匀的杂质微分凝区具有与基区不同的 α，在材料中形成局部环形电流从而使 α 降低。环流的珀尔帖效应引起样品表观的热导增加。

实验表明，杂质微分凝显著降低 Bi_2Te_3 的温差电性能。J. P. Muhugh等[19]在 $Bi_2Te_{2.4}Se_{0.6}$ 中及 G. F. Cosgrove 等[14]在 $SbBiTe_3$ 中以及我们在 74% Sb_2Te_3-26% Bi_2Te_3 固溶体中（见图 1d）都观察到杂质微分凝现象。实际上，由于温差电材料总是高掺杂的（杂质浓度 ≥ 10^{19}厘米$^{-3}$），故杂质微分凝是普遍现象。本文的研究有助于分析其他温差电材料中杂质微分凝的影响。看来减弱或消除微分凝相有助于提高温差电材料的性能。

参　考　文　献

[1] Wright, D. A., Semiconductors and Phosphors (edited by M. Schon and H. Welker, Interscience, New York, 1958), p. 477.
[2] Айрапетянц, С. В., Ефимова, Б. А., *ЖТФ*, **8** (1958), 1768.
[3] Satterthwaite, C. B., and Ure Jr., R. W., *Phys. Rev.*, **108** (1957), 1164.
[4] Drabble, J. R., Groves, R. D., and Wolfe, R., *Proc. Phys. Soc.* (London), **B71** (1958), 430.
[5] Drabble, J. R., *Proc. Phys. Soc.* (London), **72** (1958), 380.
[6] Carlson, R. O., *Bule Am. Phys. Soc.*, **4** (1959), 408.
[7] Drabble, J. R., Wolfe, R., *Proc. Phys. Soc.* (London), **B69** (1956), 1101.
[8] Mooser, E. and Pearson, W. B., *J. Phys. Chem. Solids*, **7** (1958), 65.
[9] Goldsmid, H. J., *Proc. Phys. Soc.* (London), **71** (1958), 633.
[10] Mansfield, R. and Williams, W., *Proc. Phys. Soc.* (London), **72** (1958), 733.

[11] Black, J., Conwell, E. M., Seigle, L. and Spencer, C. W., *J. Phys. Chem. Solids*, **2** (1957), 240.
[12] Konorov, P. P., *Soviet Phys. Tech. Phys.*, **1** (1957), 1371.
[13] ソニー岩田三郎，若宫钦次，日本物理学会志，**16** (1961)，322.
[14] Cosgrove, G. F., Muhugh, J. P. and Tiller, W. A., *J. Appl. Phys.*, **32** (1959), No. 4.
[15] Goldsmid, H. J., *G. E. C. Journal of Science and Technology*, **29** (1962), 160.
[16] Wright, D. A., *Semiconductor Technology* (Edited by G. K. T. Conn.), **61** (1960).
[17] 內山晋井山伸雄，(日本). 电气学会杂志，**80** (1960)，862.
[18] Tiller, W. A., *J. Appl. Phys.*, **4** (1958), 29.
[19] Muhugh, J. P. and Tiller, W. A., *Tran. AIMME*, **10** (1959), 215.

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСНОЙ МИКРОСЕГРЕГАЦИИ НА ТЕРМО-ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА Bi_2Te_3

Ло Чжань-цзй Инь Ши-дуань Тан Дай-вэй Юань Шэн-ян

Резюме

Обнаружена субструктура примесной микросегрегации в направленных кристаллах Bi_2Te_3 P- и N-типа, выращенных по методу Бриджмана. Измерены электропроводность, термоэде, теплопроводность и постоянная Холла кристаллов Bi_2Te_3, обладающих микросегрегацей в разной степени в интервале 80—330°K. Рассмотрены переносные свойства носителей тока при налигии внешного поля и температурного градиента. Исследовано вниянне примесной микросегрегации на термо-электрические параметры. Выяснен один из механизмов увеличения кажущейся теплопроводности.