

# 从 X 射线的衍射强度测定晶体的 德拜特征温度

陆学善<sup>\*</sup> 梁敬魁

(中国科学院物理研究所)

1981年1月26日收到

## 提 要

本文详尽地讨论了从 X 射线衍射强度测定均匀的且各向同性的晶体的德拜特征温度的方法。

本方法指明:如将所有的计算强度对观察强度之比的自然对数  $\ln(I_{\text{calc}}/I_{\text{obs}})$  对  $\sin^2\theta/\lambda^2$  标绘,则应该得到一条直线,这条直线的斜率为  $2B$ 。在德拜的比热理论中, $B$  可表示为

$$(6h^2T/Mk\Theta_D^3) \left\{ \phi(x) + \frac{x}{4} \right\},$$

其中  $x = \Theta_D/T$ 。如使  $G = BMkT/6h^2$ , 则  $\phi(x) + \frac{x}{4} = Gx^2$ 。既然已求得了  $B$  值,则这个方程式中的  $G$  是一个可量度的数,求解这个方程式可用图解法来进行,使  $y_1 = Gx^2$ , 而  $y_2 = \phi(x) + \frac{x}{4}$ , 则从这两个方程式的标绘可以得到两条曲线,这两条曲线的交点就是所要测定的  $x$  值,由  $x$  值可确定在测定温度时的特征温度。

必须指出,由于  $\Theta_D$  本身是温度的一个函数,本方法提供了一个在所需要的温度测定德拜特征温度的可能性。

## 一、引 言

德拜特征温度是固体的一个重要物理量,它来源于固体的原子热理论。固体中原子的热振动可以用声子谱来代表,如声子的振动频率为  $\nu_i$ , 则具有这一频率的振动模式的声子,其总能量为  $E_i = \left(n + \frac{1}{2}\right) h\nu_i$ , 这里  $h$  是普朗克常数,  $n$  是声子的数目。依照玻色-爱因斯坦的统计理论,在温度  $T$ , 具有这一振动模式的平均声子数为  $n_{av} = 1/(e^{h\nu_i/kT} - 1)$ , 这里  $k$  是玻耳兹曼常数,而  $T$  是绝对温度。在德拜的原子热理论中<sup>[1]</sup>, 对每一晶体,声子谱中的最大频率不能超过  $\nu_D$ , 这里的  $\nu_D$  是由振动模式的总数应该等于晶体内部原子的自由度总数这个条件决定的。晶体内部声子的平均能量可以由下列关系式来表示:  $h\nu_D = k\Theta_D$ , 这里的  $\Theta_D$  就是德拜特征温度。由此可见,特征温度是标识晶体内部原子平均振动能量的温度。

\* 1905-1981。

由于德拜特征温度来源于固体的原子热理论, 所以这个物理量通常是从热容的量度中求得的<sup>[2]</sup>. 更由于德拜温度联系着原子从其平衡位置的热振动位移, 所以从晶体的弹性劲度常数也可求得德拜特征温度<sup>[3]</sup>. 和德拜温度相关的物理现象还有电阻率<sup>[4]</sup>和热导率<sup>[5]</sup>, 因为这些现象都和固体中所存在的声子有关. 除上述这些和点阵热力学有关的现象外, 和德拜温度有关的物理现象还有辐射的点阵散射现象, 这包括X射线衍射、中子衍射、红外吸收、红外反射以及喇曼散射和布里渊散射.

本文叙述了根据X射线的衍射强度测定晶体的德拜特征温度的一种方法. 应该认识到, 比热随温度的变迁并不是晶体内部声子谱模式的一种灵敏的指标, 从点阵的散射可以得到更直接的知识.

## 二、方法与所应用的原理

由于单晶对X射线的衍射无从准确测定其消光系数, 本方法充分利用粉末法. 假定试样已粉碎到这样的程度, 消光效应及微吸收效应都可略而不计, 则德拜-谢乐照相上所记录的X射线衍射相对强度可表示为

$$I_{hkl} = J \frac{1 + \cos^2 2\theta}{\sin^2 \theta \cos \theta} p A F_{hkl}^2 \vartheta. \quad (1)$$

这里  $J$  是一个比例常数,  $\theta$  是布喇格角,  $p$  是晶面的多重性因数,  $A$  是试样的吸收因数,  $F$  是该晶体的结构因数,  $\vartheta$  是温度因数.

如结构中只有一种原子, 或存在着几种原子而这几种原子的热振动可以用一个平均特征温度来表示, 更假定热振动是各向同性的, 则上式中的温度因数可写作

$$\vartheta = e^{-2B \sin^2 \theta / \lambda^2}. \quad (2)$$

这个因数有时又叫作德拜因数<sup>[6]</sup>.

Bradley 和陆学善<sup>[7]</sup>曾首先指出, 如  $I_{\text{calc}}$  是依照结构中原子理想位置所计算出来的强度再加上吸收因数  $A$  的校正, 而  $I_{\text{obs}}$  是观察到的相对强度, 则

$$I_{\text{obs}} = K I_{\text{calc}} e^{-2B \sin^2 \theta / \lambda^2}. \quad (3)$$

这里  $K$  是另一个比例常数. 因此,

$$\log(I_{\text{calc}}/I_{\text{obs}}) = 2B \sin^2 \theta \log e / \lambda^2 - \log K. \quad (4)$$

显而易见, 如把  $\log(I_{\text{calc}}/I_{\text{obs}})$  对  $\sin^2 \theta$  标绘, 则应该得到一条直线, 这条直线的斜率为  $\tan \phi = 2B \log e / \lambda^2$ , 由此就可求得  $B$ . 应该指出, 计算强度内用的吸收因数  $A$  是根据实验测定的<sup>[8]</sup>. 依照德拜的理论<sup>[6]</sup>,  $B$  可写作

$$B = \frac{6h^2 T}{M k \Theta_D^3} \left\{ \phi(x) + \frac{x}{4} \right\}. \quad (5)$$

这里  $x = \Theta_D/T$  是德拜特征温度对照相时绝对温度的比值,  $M$  是阵点上原子或原子组合的质量.

德拜在 1914 年所得到的  $B$  值只有上式的一半, 这是后来经 Waller<sup>[9]</sup> 的分析才改正的. 括号内  $x/4$  这一项来源于点阵振动的零点能. 虽则这是谐振子量子理论的自然结果, 但在波动力学出现之前, 在德拜的结果中早就存在了.  $\phi(x)$  是  $x$  的一个函数, 其值为

$$\phi(x) = \frac{1}{x} \int_0^x \frac{\xi d\xi}{e^\xi - 1}. \quad (6)$$

可以看到,如使

$$G = BMkT/6h^2, \quad (7)$$

则从方程(5),可得

$$\phi(x) + \frac{x}{4} = Gx^2, \quad (8)$$

$G$  是一个可量度的数,其中  $B$  假定已从方程(4)的标绘中求得了. 因此,测定德拜温度的问题可归结为求解方程(8)的问题.

这个方程式很容易用图解法求解如下:

令

$$y_1 = Gx^2, \quad y_2 = \phi(x) + \frac{x}{4}, \quad (9)$$

而使  $y$  对  $x$  标绘,则第一个方程式是一条通过原点而对  $y$  轴对称的抛物线. 第二个方程式中的  $\phi(x)$  值,德拜本人已计算过,其数值可查阅《X 射线晶体学国际用表》<sup>[10]</sup>. 这也是一条曲线. 当  $x = 0$  时,  $y_2 = 1$ ; 而当  $x < 1$  时,即当照相温度  $T$  大于特征温度  $\Theta_D$  时,  $y_2$  和 1 的差别甚小<sup>[11]</sup>. 这两条曲线的交点即代表所求的  $x$  值.

已知实验时的绝对温度  $T$ , 则从  $xT = \Theta_D$  的关系,就可求得该晶体的特征温度  $\Theta_D$ . 应该指出,在本方法中,实验时  $T$  的值应该保持恒定.

### 三、Au, Al, Pb 的特征温度

为示例起见,我们用上述方法测定了 Au, Al, Pb 三种元素的特征温度.

用光谱纯试品铯成通过 325 目筛网的粉末,在抽空的融凝石英管中分别于 800°C, 500°C, 250°C 熟炼 3—4 星期.

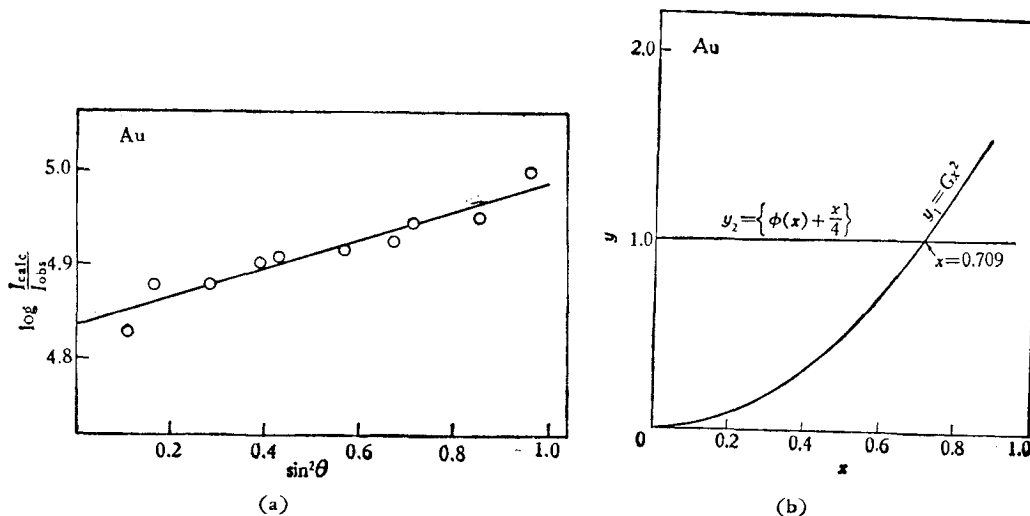


图 1

为了保证计算吸收因数时的准确性,用稀释的加拿大树胶作胶合剂,与试品粉末均匀混合后滚成直径约为 0.2—0.32 mm 的圆柱体,阴干后进行照相。照相所用辐射为  $\text{CuK}\alpha$ , 曝光时间为半小时左右。虽然未用恒温设备,但由于曝光时间短,可以认为在照相过程中温度是恒定的。

衍射线的相对强度是用 Hilger 显微光度计测定的。衍射强度与照相密度之间的关系都经过印在同一照片上的连续强度标校准。所得结果标在图 1(a),图 2(a) 与图 3(a) 上。 $\sin^2 \theta$  值是分别根据  $a_{\text{Au}} = 4.0779 \text{ \AA}$ ,  $a_{\text{Al}} = 4.0495 \text{ \AA}$ ,  $a_{\text{Pb}} = 4.9502 \text{ \AA}$ , 而  $\lambda = 1.54178 \text{ \AA}$  计算出来的。Au, Al, Pb 都是 Al 型的面心立方结构,空间群为  $O_h^2-Fm3m$ ,晶胞内的原子都位于 4(a) 等效位置上,无位置参数。计算强度时所用的原子散射因数是依照 Cromer 和 Waber<sup>[12]</sup> 所提供的数值计算的,并相应作了反常色散的改正。

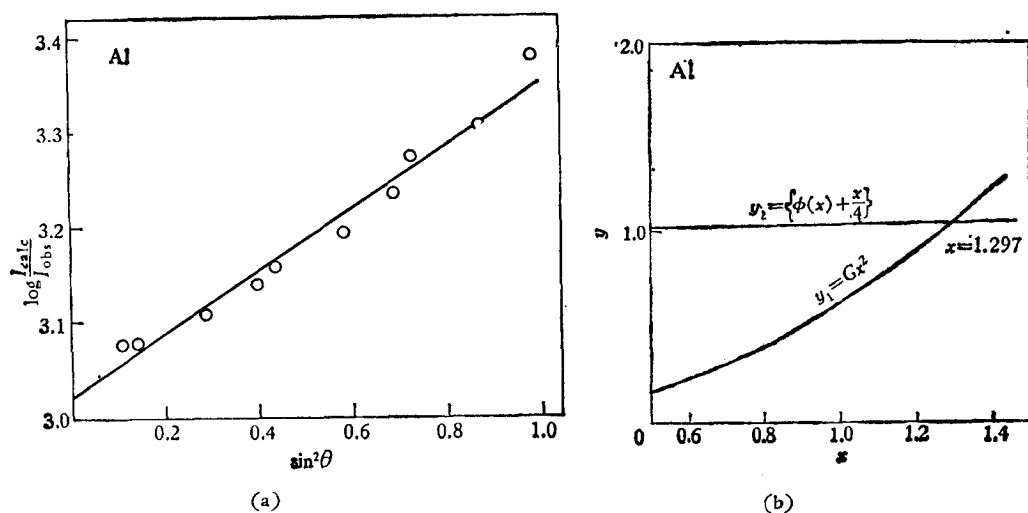


图 2

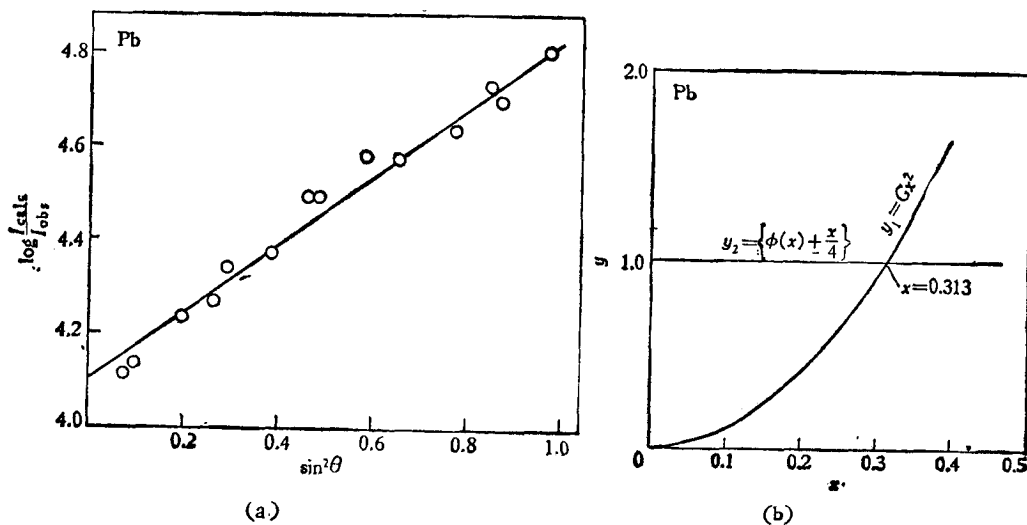


图 3

图 1(a), 图 2(a), 图 3(a) 是  $\log(I_{\text{calc}}/I_{\text{obs}})$  对  $\sin^2 \theta$  的标绘图. 从图上直线的斜率  $\tan \phi$ , 可计算得  $B$ . 求得  $B$  后, 已知照相时的温度和原子的质量, 即可计算得  $G$ , 见表 1. 图 1(b), 图 2(b), 图 3(b) 的纵坐标为  $y_1 = Gx^2$ , 和  $y_2 = \left\{ \phi(x) + \frac{x}{4} \right\}$ , 而横坐标是  $x = \Theta_D/T$ . 图上各有两条曲线, 这两条曲线的交点为相应的  $x$  值, 从而可确定特征温度  $\Theta_D$ . 用这个方法所求得的 Au, Al, Pb 的  $B$  值和特征温度列于表 1 中.

在上列计算中, 原子质量单位取  $1.66053 \times 10^{-24} \text{ g}$ ,  $k = 1.38062 \times 10^{-16} \text{ erg} \cdot \text{K}^{-1}$ ,  $h = 6.62620 \times 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{sec}$ , 绝对温度是把冰的三相点取为  $T = 273.16 \text{ K}$  作为标准的.

表 1 Au, Al, Pb 的  $B$  值和特征温度

| 元 素 | $\tan \phi$ | $B(10^{-16} \text{ cm}^2)$ | $T(^{\circ}\text{C})$ | $M(10^{-24} \text{ g})$ | $G$   | $x$   | $\Theta_D(\text{K})$ |
|-----|-------------|----------------------------|-----------------------|-------------------------|-------|-------|----------------------|
| Au  | 0.148       | 0.405                      | 16.5                  | 327.29                  | 2.011 | 0.709 | 205                  |
| Al  | 0.332       | 0.909                      | 17.0                  | 44.80                   | 0.619 | 1.297 | 376                  |
| Pb  | 0.719       | 1.968                      | 15.0                  | 344.08                  | 10.23 | 0.313 | 90                   |

现将这三种金属用本方法所测得的特征温度和用其它方法所获得的结果作一比较, 列于表 2 中.

表 2 用各种方法测定德拜特征温度  $\Theta_D(\text{K})$  的比较

| Au      | Al      | Pb     | 方法         | 来源   |
|---------|---------|--------|------------|------|
| 175     | 390     | 88     |            | [13] |
|         | 390     |        | 比热         | [14] |
|         | 394     |        | 电导率        | [14] |
| 155—190 | 375—428 | 68—105 | 比热, 弹性, 熔点 | [15] |
| 165     | 428     | 105    |            | [16] |
|         | 380     | 86     | 热容         | [17] |
|         | 399     | 75     | 弹性         | [17] |
| 165     | 428     | 90     |            | [18] |
| 165     | 418     | 94.5   |            | [19] |
|         | 398     | 88     |            | [20] |
| 170     | 390     | 88     |            | [21] |
|         | 413     | 72     | 密度, 克原子体积  | [22] |
|         | 398     | 95     | 比热         | [22] |
| 205     | 376     | 90     | X 射线衍射     | 本工作  |

表 2 中完全重复的数值肯定出自同一来源, 因为有些手册及书籍中所列的数值并未注明原始文献. 值得注意的一点是, 我们所测定的 Au 的特征温度远远超出了从热数据所获得的数值, 这一点得不到解释.

最近 Lisher<sup>[23]</sup> 曾用中子衍射的方法测定了 Pb 从 296 到 550 K 的  $B$  值. 根据他的测定, 在 296 K 的  $B$  值为  $2.06 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ , 加上温度漫射 (TDS) 改正后,  $B$  值为  $2.21 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ ,  $B$  值是随温度递减的. 依照他所测定的递减曲线, 在 288 K 的  $B$  值未加 TDS 改正应为  $1.99 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ , 这我们的  $1.968 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$  差别不大. 我们的数据未加 TDS 改正.

## 四、讨 论

利用 X 射线衍射现象来研究晶体点阵动力学这个问题迄今还有从漫反射以测定弹性常数的方法,这主要是 Wooster<sup>[24]</sup> 和其同工作者的贡献. 从弹性常数,我们可进而计算该晶体的特征温度;但这个方法所能达到的准确度不高,而且实验时需单晶体.

James 和 Brindley<sup>[25]</sup> 很早就指出: 如  $I_0$  和  $I_T$  分别为晶体某一晶面在某一标准温度  $T_0$  和  $T$  的衍射强度,则

$$I_T/I_0 = e^{-2B_T}/e^{-2B_0} \quad (10)$$

如略去点阵间隔由于温度变迁而导致的掠射角  $\theta$  的变迁,并假设特征温度不因温度而变化,则

$$(\lambda/\sin\theta)^2 \ln(I_T/I_0) = \frac{12h^2}{Mk\Theta_D} \left\{ \frac{\phi(x_0)}{x_0} - \frac{\phi(x)}{x} \right\}. \quad (11)$$

事实上,James<sup>[26]</sup> 曾认为,人们无法用实验直接测定温度因数中的  $B$  值,因而也无法从 X 射线衍射直接测定德拜特征温度,人们所可能做到的只是比较在两个温度的 X 射线衍射强度. 可以认为,这个意见是值得商榷的.

Курдюмов<sup>[27]</sup> 曾报道过从 X 射线衍射测定晶体德拜特征温度的方法. 这个方法也利用粉末法: 在两个不同的温度在完全同一的几何条件下摄取两张德拜-谢乐照相. 由于结构因数完全相同,因此同一条衍射线 ( $hkl$ ) 的相对强度比为

$$\gamma_{hkl} = I'_{hkl}/I''_{hkl} = (I'_0/I''_0) e^{-2[B(T_1)-B(T_2)]\sin^2\theta/\lambda^2}. \quad (12)$$

由于

$$B(T_1) - B(T_2) = \frac{6h^2}{Mk\Theta_D} \left[ \frac{\phi(x_1)}{x_1} - \frac{\phi(x_2)}{x_2} \right], \quad (13)$$

故

$$\ln \gamma_{hkl} = \ln(I'_0/I''_0) - \frac{12h^2}{Mk\Theta_D} \left[ \frac{\phi(x_1)}{x_1} - \frac{\phi(x_2)}{x_2} \right] \frac{\sin^2\theta}{\lambda^2}. \quad (14)$$

由此可见,如把  $\ln \gamma_{hkl}$  对  $\sin^2\theta/\lambda^2$  标绘,则可以得到一条直线,这条直线的斜率为

$$\tan \varepsilon = - \frac{12h^2}{Mk\Theta_D} \left[ \frac{\phi(x_1)}{x_1} - \frac{\phi(x_2)}{x_2} \right]. \quad (15)$$

方程(15)可写作

$$\frac{Mk\Theta_D}{12h^2} \cdot \tan \varepsilon = \frac{\phi\left(\frac{\Theta_D}{T_2}\right)}{\frac{\Theta_D}{T_2}} - \frac{\phi\left(\frac{\Theta_D}{T_1}\right)}{\frac{\Theta_D}{T_1}}. \quad (16)$$

这个方程式的两边都是  $\Theta_D$  的函数,如把两边的数值各对  $\Theta_D$  标绘,则方程式右边的数值是  $T_1$ ,  $T_2$  和  $\Theta_D$  的函数,  $T_1$ ,  $T_2$  是已知数,这个函数对  $\Theta_D$  的标绘是一条曲线,而左边的数值对  $\Theta_D$  的标绘是一条直线,这两条线的交点就决定  $\Theta_D$  的值.

可以看到,Курдюмов 所用的方法和我们所用的方法是有显著区别的. 第一,我们只需要在一个温度摄取一张照相,而 Курдюмов 的方法,则需要两个温度在完全相同的几何条件下摄取两张照相. 第二,Курдюмов 的方法隐含地假定着,试品的热膨胀不会引起结构因数的变迁. 实际上,在室温到液氮的温度间隔内,特别在金属和合金的情形,由于热膨胀的关系,强度公式中的洛伦兹极化因数必然有所变迁,而且温度因数中的  $\sin^2\theta$  也必有所变迁;就是说,同一衍射线的  $\theta$  值在不同温度必然不在一处. 第三,在我们的方法,  $\tan \phi$  是  $(\phi(x)/x)$  的直接函数,而在 Курдюмов 的方法,则  $\tan \varepsilon$  是两个  $(\phi(x)/x)$  的差

值的函数。仅从这个意义上看,在测定  $\alpha$  或  $\Theta_D$  时,我们的方法应该是更准确的;唯一须注意的是,结构因数中的原子位置必须是事先已确切知道的,而且最好是没有参量的。事实上,作者之一曾反过来利用了方程(4)的直线性来测定含有 17 个参量的结构<sup>[7]</sup>。

应该指出,德拜特征温度同时是温度  $T$  的函数,因此,从两个温度所测得的特征温度实际上是这两个温度的特征温度的平均值,并不能代表某一温度的特征温度。

衍射强度的减弱,热振动当然不是唯一的原因。在这一类现象中,我们假设晶体中存在着一“理想的平均点阵”,原子在任何时间的位移都不会偏离理想平均阵点太远,晶体的这一类不完整性,Guinier<sup>[23]</sup> 称作第一类不完整性。晶体还存在着另一类不完整性,这一类不完整性包括晶体的形变以及结晶时的欠完整等,Guinier 称它作第二类不完整性。在我们的情形,实验时晶体都经过长时间的熟炼,所以这里不存在由于晶体的第二类不完整性而使衍射强度减弱的问题。

### 参 考 文 献

- [1] P. Debye, *Ann. der Physik*, **39**(1912), 789.
- [2] J. de Launey, *Solid State Phys.*, **2**(1956), 219.
- [3] H. B. Huntington, *Solid State Phys.*, **7**(1958), 213.
- [4] L. J. Sham and J. M. Ziman, *Solid State Phys.*, **15**(1963), 221.
- [5] P. G. Klemens, *Solid State Phys.*, **7**(1958), 1.
- [6] P. Debye, *Verh. der deutsch. Phys. Ges.*, **15**(1913), 678, 738, 857; *Ann. der Physik*, **43**(1914), 49.
- [7] A. J. Bradley and S. S. Lu, *Z. Krist.*, (A) **96**(1937), 20; See also H. Lipson and W. Cochran, "The Determination of Crystal Structures" (The Crystalline State, vol. III), G. Bell and Sons, London, (1953), 61.
- [8] A. J. Bradley, *Proc. Phys. Soc. London*, **47**(1935), 879.
- [9] I. Waller, *Zt. für Physik*, **17**(1923), 398.
- [10] "International Tables for X-ray Crystallography", vol. II, Kynoch Press, Birmingham, (1959), p. 264.
- [11] C. Zener, *Phys. Rev.*, **49**(1936), 122.
- [12] D. T. Cromer and J. T. Waber, "International Tables for X-ray Crystallography" vol. IV, Kynoch Press, Birmingham, (1974), p. 71.
- [13] 许顺生, 金属 X 射线学, 上海科技出版社, 122 页 (1964).
- [14] Simon and Zeidler, *Zeits. f. Phys. Chem.*, **A123**(1926), 383.
- [15] K. Lonsdale, "International Tables for X-ray Crystallography" vol III, Kynoch Press, Birmingham, (1962), p. 234.
- [16] "A. I. P. Handbook", 2nd ed., McGraw-Hill, New York, (1963), p. 3—88.
- [17] M. Blackman, "Handbuch der Physik", vol. VII(1), Springer, Berlin, (1955), p. 325.
- [18] A. G. Guy, "Introduction to Materials Science" McGraw-Hill, New York, (1972), p. 147.
- [19] C. Kittel, "Introduction to solid state physics", 2nd ed., John Willey, New York, (1956), p. 132.
- [20] L. V. Azároff, "Introduction of Solids", McGraw-Hill, New York, (1960), p. 273.
- [21] F. Seitz, "Modern Theory of Solids" McGraw-Hill, New York, (1940), p. 110.
- [22] O. Zwikker "Physical Properties of Solid Materials" Pergamon Press, London, (1954), p. 150.
- [23] E. J. Lisher, *Acta Cryst. A*, **32**(1976), 506.
- [24] G. N. Ramachandran and W. A. Wooster, *Acta Cryst.*, **4**(1951), 335, 431; W. A. Wooster, *Brit. J. Appl. Phys.*, **5**(1954), 231; W. A. Wooster, "Diffuse X-ray Reflections from Crystals" Oxford Univ. Press, London, (1962), p. 56; S. C. Prasad and W. A. Wooster, *Acta Cryst.*, **8**(1955), 361, 506, 614, 682; *loc. cit.*, **9**(1956), 38, 169, 304.
- [25] R. W. James and G. W. Brindley, *Proc. Roy. Soc.*, **A121**(1928), 155.
- [26] R. W. James, "The Optical Principle of the Diffraction of X-rays" (The Crystalline State,

- Vol. II), Bell, London. (1954), p. 236.  
 [27] В. А. Ильина, В. К. Крицкая, Г. В. Курдюмов, «Проблемы Металловеления и Физики Металлов», Второй сборник Трудов, (1951), стр. 222.  
 [28] A. Guinier, "X-ray Diffraction in Crystals, Imperfect Crystals and Amorphous Bodies", Freeman, San Francisco, (1963), p. 151.

## THE DETERMINATION OF DEBYE CHARACTERISTIC TEMPERATURES OF CRYSTALS FROM X-RAY DIFFRACTION INTENSITIES

LU XUE-SHAN (S.S. LU)\* LIANG JING-KUI

(Institute of Physics, Academia Sinica)

### ABSTRACT

The methods of determining Debye characteristic temperatures from X-ray diffraction intensities for the case of homogeneous and isotropic crystals have been fully discussed.

It is proposed that if the common logarithms of the ration of the calculated intensities to observed intensities  $\log (I_{\text{calc}}/I_{\text{obs}})$  of all diffraction lines are plotted against  $\sin^2\theta$ , a straight line should be obtained, the slope of which gives  $2B \log e/\lambda^3$ , where  $B$  is a physical quantity to be determined contained in the Debye factor  $e^{-2B \sin^2\theta/\lambda^2}$  in the intensity expression,  $\lambda$  being the wave length of the radiation used.

In the Debye theory of specific heats,  $B$  may be expressed as  $(6h^3T/Mk\Theta_D^3)\{\phi(x) + x/4\}$ , where  $h$  and  $k$  represent Planck constant and Boltzmann constant respectively,  $M$  is the mass of the atom or of the group of atoms situated at the lattice points,  $T$  is the absolute temperature at the time of taking Debye-Scherrer photographs, and  $\Theta_D$  is the Debye characteristic temperature.  $X = \Theta_D/T$ , and  $\phi(x)$  is a function of  $x$ , given in the original Debye theory.

It is seen that if we let  $G = BMkT/6h^3$ , then  $\phi(x) + x/4 = Gx^3$ . Having obtained  $B$ ,  $G$  in this equation is a measurable number, and solution of the equation may be performed graphically. By making  $Y_1 = Gx^3$  and  $Y_2 = \phi(x) + x/4$ , the plotting of these two equations should give two curves, the intersection of which should give  $x$  which determines the characteristic temperature at that temperature.

It is pointed out that owing to the fact that  $\Theta_D$  itself is a function of temperature, the method proposed affords a possibility of determining Debye temperatures at required temperatures.

---

\* 1905—1981.