

我们的实验装置和计算方法是可靠的。

由上可见，椭圆偏振光谱法对于无定形材料的研究也是颇有用的。

### 参 考 文 献

- [1] D. T. Pierce, W. E. Spicer, *Phys. Rev. B*, **5** (1972), 3017.  
 [2] H. R. Philipp, H. Ehrenreich, *Phys. Rev.*, **129** (1963), 1550.  
 [3] H. R. Philipp, *J. Phys. Chem. Solids*, **32**(1971), 1935.  
 [4] J. D. Joannopoulos, M. L. Cohen, *Solid State Commun.*, **13**(1973), 1115.  
 [5] 莫党、陈树光、余玉贞、黄炳忠, *物理学报*, **29**(1980), 673.  
 [6] D. E. Aspnes, *Proceeding of the Twelfth International Conference on the Physics of Semiconductors 1974*, Ed. by M. H. Pilkuhn (1974), 1197.  
 [7] F. Meyer, E. E. De Kluizenaar, G. A. Boostma, *Surface Sci.*, **27**(1971), 88.  
 [8] 莫党、陈树光、徐耕, *中山大学学报(自然科学版)*, **3** (1980), 45.  
 [9] E. C. Freeman, W. Paul, *Phys. Rev. B*, **20**(1979), 716.  
 [10] 莫党、朱雅新, *物理*, **6**(1977), 140.  
 [11] H. R. Philipp, E. A. Taft, *Phys. Rev.*, **120**(1960), 37.

## 金属在冲击载荷作用下的熔化温度和压力的近似计算

谢盘海 (国营二九〇一厂)

1980年7月22日收到

目前，一般都是根据固体的某个熔化方程和  $P-T$  ( $P$  为压力,  $T$  为温度) 形式的冲击绝热线, 来确定晶体在冲击熔化点的压力和温度. 这种方法的缺点是计算烦杂. 本文提出了一个假设的熔化条件, 然后借助 Grüneisen 状态方程等关系式, 导出了金属冲击熔化开始时的温度、压力等参数计算公式. 尽管在公式的推导过程中作了必要的简化, 但仍然获得了较满意的结果.

### 一、晶体的熔化

由图 1 可以看出, 当晶体的比容  $V > V_m$  时 ( $V_m$  是零压下对应于  $\frac{dP_x}{dV} = 0$  时晶体的比容), 原子间的引力变小. 如果温度上升到足以使晶体原子的热振动达到  $V_m$  的地步, 就有可能克服原子间的相互作用, 从格点  $\alpha$  位置跃迁到  $\beta$  位置 (见图 2). 这种大量原子的跃迁, 造成了晶格的崩溃. 脱离了格点位置的原子将重新组成新的状态, 即熔化状态.

根据以上分析, 我们可以假定, 当原子的平

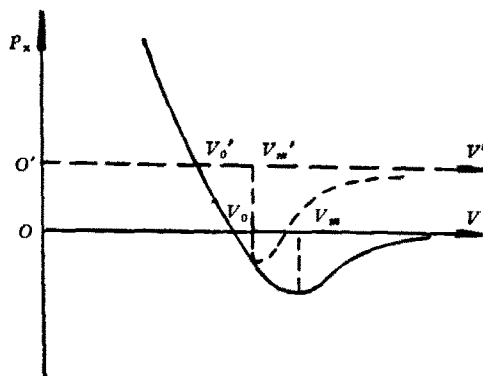


图 1 原子间的相互作用

实线为零压下的相互作用力; 虚线为高压下的相互作用力

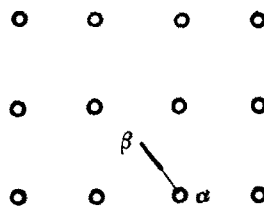


图 2 原子由正常的  $\alpha$  格点位置向间隙  $\beta$  位置的跃迁

均热运动能  $E_T$  等于势能  $E_x(V_m)$  时, 晶体便处于熔化状态.

## 二、金属的冲击压缩熔化条件

根据以上假定,只要确定了不同压力下原子的势能  $E_x(V_m)$ ,就可以根据熔化条件

$$E_T = E_x(V_m) \quad (1)$$

得到不同压力下的熔化温度.因此,问题的关键归结为如何确定不同压力下晶体的  $E_x(V_m)$ .

文献[1]已经证明,在一级近似下,不同压力下原子的相互作用能(或相互作用力)曲线的形状完全相似,如图 1 所示.因此,不同压力下原子的势能可统一描述为<sup>[2]</sup>

$$E_x(V') = -D \frac{NM}{N-M} \left[ \frac{1}{M} \left( \frac{V'_0}{V'} \right)^M \right]$$

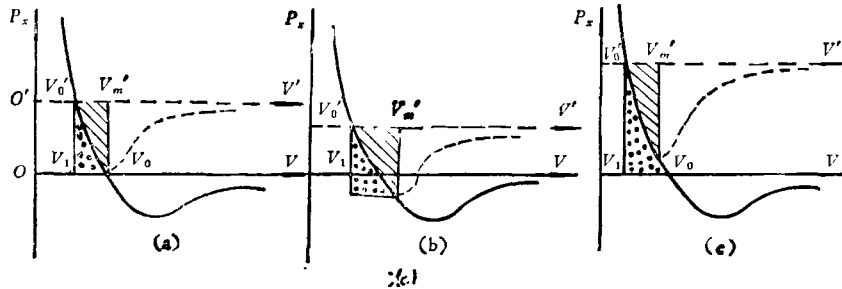


图 3 不同压缩度下原子的相互作用力曲线

(a) 压缩比  $\sigma = 1.41$ ; (b) 压缩比  $\sigma < 1.41$ ; (c) 压缩比  $\sigma > 1.41$

$\geq 0.80\Gamma_m$ .显然,当  $\sigma = 1.41$  时,  $V'_m = V_0$ .当  $1.41 < \sigma \leq 1.80$  和  $1.41 > \sigma \geq 1.20$  时,  $V'_m \approx V_0$ .由图 3 可以看出,只要  $V'_m \approx V_0$ ,画阴影线和圆点部分的面积近似相等,即

$$E_x(V'_m) \approx E_x(V_1), \quad (6)$$

$\sigma$  越接近 1.41, (6) 式的准确度也越高.若视  $P_x(V)$  曲线的小段为直线,根据各种金属的  $P_x(V)$  的大小就可以证明,由(6)式引起冲击熔化温度的最大误差为 15% 左右.

文献[3,4]的计算结果表明,如果金属的冲击压缩比  $\sigma$  在 1.20 到 1.80 的范围内,总是存在某个冲击压力,可以使得原子的平均热运动能等于该压缩度下的平均势能,即金属的冲击熔化条件可表示为

$$E_T = E_x(V), \quad (7)$$

物理

$$- \frac{1}{N} \left( \frac{V'_0}{V'} \right)^N + D, \quad (2)$$

其中  $D$  为原子的结合能,角标“'”代表非零压下的参量,  $V'_0$  和  $V'_m$  分别对应于非零压下

$$\frac{dE_x}{dV} = 0 \text{ 与 } \frac{d^2E_x}{dV^2} = 0$$

时的比容.

$$V'_m = \left( \frac{M+1}{N+1} \right)^{\frac{1}{M-N}} V'_0, \quad (3)$$

对于金属而言,取  $M = 1, N = 3$ , 则

$$V'_m = \sqrt{2} V'_0 \approx 1.41 V'_0, \quad (4)$$

$$E_x(V'_m) \approx 0.12D. \quad (5)$$

由(4)式容易证明,当金属的压缩比 ( $\sigma = V_0/V_1 = V_0/V'_0$ )  $1.20 \leq \sigma \leq 1.80$  时,  $1.17V_0 \geq V'_m$

其中  $E_T$  和  $E_x$  分别为冲击波后的热能和势能.

## 三、冲击熔化点的压力和温度的确定

Grüneisen 方程与冲击波能量关系分别是

$$P - P_x = \frac{\Gamma}{V} (E - E_x) = \frac{\Gamma}{V} E_T, \quad (8)$$

$$E_H = \frac{1}{2\rho_0} \eta P_H, \quad (9)$$

其中  $\eta = 1 - \rho_0 V_H$ ,  $\rho_0$  为金属的初始密度,  $P_H$  和  $V_H$  分别为波后的压力和比容.

将(9)代入(8)得

$$E_x = \left\{ P_x - \left[ 1 - \frac{\Gamma}{2V_H} (V_0 - V_H) \right] P_H \right\} \frac{V_H}{\Gamma}. \quad (10)$$

金属在冲击熔化点的势能(忽略电子的热激发)

是

$$E_x = \frac{1}{2} E_H = \frac{\eta}{4\rho_0} P_H \quad (11)$$

将(11)代入(10),并利用  $\rho_0\Gamma_0 = \rho\Gamma$ , 得到

$$P_x = \left(1 - \frac{1}{4}\Gamma_0\eta\right) P_H \quad (12)$$

式中  $\Gamma_0$  为零压下的 Grüneisen 系数, 将(12)代入(8), 并利用  $E_T = c_V T$  的关系, 容易得到金属的冲击熔化温度

$$T_m = \eta P_H / 4\rho_0 c_V \quad (13)$$

冲击熔化点的压力为

$$P_H = \rho_0 c_0^2 \eta / (1 - \lambda \eta)^2 \quad (14)$$

其中  $c_0, \lambda$  分别为冲击波速度和波后粒子速度的线性拟合式中的零压截距和斜率, 为了解出参量  $T_m, \eta, P_H$ , 还必须补充一个新的方程,

文献[1]指出

$$\left(1 + \frac{P_T}{P_0}\right) \frac{V_T}{V_0} = \frac{T_m}{T_0} \quad (15)$$

表1 10种金属的冲击熔化压力和温度

元素	$\Gamma_0$	$\rho_0$ g/cm <sup>3</sup>	$B_0 \times 10^{-11}$ dyn/cm <sup>2</sup>	$P_0 \times 10^{-11}$ dyn/cm <sup>2</sup>	$c_V \times 10^{-4}$ erg/g · K	$\Gamma_{0m}$ K	$\eta$	$\lambda$	$c_0$ mm/ $\mu$ s	$P_H$ GPa	$T_m$ K
镁	1.46	1.73	3.32	1.01	9.78	923	0.38	1.27	4.49	50	3073
铝	2.60	2.79	7.22	1.64	8.96	960	0.37	1.34	5.32	116	3700
铍	1.17	1.82	11.82	4.42	27.50	1553	0.41	1.15	8.06	174	3563
铅	2.46	11.34	4.40	0.84	1.29	627	0.30	1.58	2.03	51	2615
铜	1.96	8.96	12.78	3.00	3.82	1350	0.38	1.42	3.79	231	5900
镍	1.91	8.86	18.40	4.43	4.40	1753	0.38	1.45	4.65	362	8822
钼	1.60	16.65	19.25	5.45	1.37	3300	0.36	1.20	3.40	209	8226
铁	1.60	7.88	16.80	4.75	4.44	1808	0.35	1.58	3.80	200	5000
钨	2.06	19.34	3.00	6.80	1.34	3653	0.36	1.27	4.00	384	13000
铀	2.00	18.70	12.16	2.78	1.04	1406	0.29	1.50	2.55	111	1138

表2 不同方法确定的冲击熔化压力和温度

压力, 温度		钨	铅	硬铝	铜	铀
$P_H^*(GPa)$	开始熔化	50	51	116	231	362
$P_{H_1}^{[61]}$	开始熔化	57				
	完全熔化	75				
$P_{H_2}^{[61]}$	开始熔化		36	105	205	355
	完全熔化		52	130	255	425
$P_{H_3}^{[71]}$	开始熔化		41	105		
	完全熔化		124	202		
$T_m^*(K)$	开始熔化	3073	2615	3700	5900	8822
$T_{m_1}^{[61]}$	开始熔化	3200				
$T_{m_2}^{[61]}$	开始熔化		1900	3500	5000	5900
$T_{m_3}^{[61]}$		2700	2870	4450	6450	8000

\* 本文的计算值。

式中  $P_T$ ,  $V_T$  分别为等温线上的压力和比容, 而  $P_0 = D_0/V_0$  或  $P_0 = 3B_0/(6T_0 + 1)^{1/3}$ ,  $B_0$  为零压下材料的体积压缩模量.

大量计算表明, 在金属产生冲击熔化的压力范围内, 当  $P_H = P_T$  时,  $V_H \approx V_T$ , 得

$$\left(1 + \frac{P_H}{P_0}\right) \frac{V_H}{V_0} = \frac{T_m}{T_{0m}}, \quad (16)$$

由(13)和(16)可得

$$\eta = T_{0m} \left( \frac{P_H + P_0}{P_0} \right) (1 - \eta) \frac{4\rho_0 c_V}{P_H}. \quad (17)$$

因为  $(P_H + P_0) \approx P_H$ , 所以

$$\eta = 4c_V T_{0m} / (P_0 V_0 + 4c_V T_{0m}). \quad (18)$$

到此为止, 由方程(18), (14), (13)可以计算金属在冲击熔化点的压缩比、压力和温度. 我们对10种金属作了计算, 结果列于表1.

#### 四、讨 论

1. 由于文中没有考虑金属由固态向液态转化时的熔化潜热, 所以文中只是确定了冲击绝热线上开始熔化时的压力和温度计算公式. 文献[2]必须借助状态方程或熔化方程才能确定熔化温度, 而本文可以直接计算温度参量, 其计算结果与其他理论的和实验的结果吻合, 详见

表2.

2. 我们已经知道

$$T_m/T_{0m} = D/D_0, \quad (19)$$

对于单质材料而言, 根据特罗顿定律<sup>[9]</sup>, 可以合理地假定材料的沸点与结合能成正比, 即

$$T_a/T_{0a} = D/D_0, \quad (20)$$

式中  $T_{0a}$ ,  $T_a$  分别为零压和高压下材料的沸点. 显然

$$T_a/T_{0a} = T_m/T_{0m}, \quad (21)$$

由此可见, 材料的沸点方程应当满足与熔点相同的方程. (21)式是否正确还有待实验证明.

作者感谢经福谦、李国珍同志的帮助.

#### 参 考 文 献

- [1] 何寿安、徐济安, 物理学报, 28(1979), 581.
- [2] R. C. Schroeder and W. H. Memaster, Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-51253 (1972).
- [3] G. D. Anderson, AD-621487, (1965).
- [4] R. Kinslow, High-velocity impact phenomena, New York and London, (1970), 530—568
- [5] P. A. Urtiew, R. Grover, *J. Appl. Phys.*, 48 (1977), 1122.
- [6] В. Д. Урлин, *ЖЭТФ*, 49 (1965), 485.
- [7] В. Н. Минеев, Е. В. Савинов, *ЖЭТФ*, 52 (1967), 629.
- [8] J. J. Gilvarry, *Phys. Rev. Lett.*, 16(1966), 1089.
- [9] 钱学森, 物理力学讲义, 科学出版社, (1962), 247.

### 第一届全国固体径迹探测器会议在京举行

1981年7月19日至24日在北京举行了第一届全国固体径迹探测器会议, 代表60人. 由中国核物理学会副理事长李寿椿主持.

46个学术报告的内容涉及国防、科学研究和国民经济的许多领域. 其中有26篇广泛地讨论了固体径迹探测器在核物理、堆物理、冶金、铀矿勘测、地球科学、陨石研究、考古学、地下水探测、中子剂量、环境监测以及宇宙射线等方面的应用; 有10篇讨论了各种探测材料的制备及其蚀刻方法; 还有的讨论了计数方法和自动扫描仪器等问题.

作为一种新型的核技术, 固体径迹探测器在科学技术和国民经济的许多领域里, 有相当广泛的应用价值. 我国在这一领域内开展工作约有15年的历史, 初

步形成一支包括材料制备、性能测定和理论研究的队伍, 在国防、核物理、年代测量、硼钢研究、铀矿探查和辐射防护等方面取得了一批可喜的成果. 在蚀刻方法上也具有一定的水平. 但与国外相比, 还有相当的差距. 大家认为, 象固体径迹探测器这种在科学技术和国民经济许多领域里很有前途的、经济、简易、可靠的核技术, 很适合于我国的国情, 应当宣传推广. 力求在三、五年内取得更多更好的科学技术成果和经济效果.

为了加强联系和交流, 会议建议在中国核物理学会领导下成立一个固体径迹探测器专业小组. 并且在1984年左右组织召开第二届全国固体径迹探测器会议.

(朱天成)