

# PRELIMINARY APPLICATIONS OF MULTIPLE SPARK DYNAMIC PHOTOELASTIC APPARATUS IN THE TESTS OF EXPLOSION MECHANICS

Zhu zhenhai Yang yongqi

## Abstract

The preliminary application of multiple spark dynamic photoelastic apparatus in the tests of explosion mechanics is described in the present paper. Several groups of dynamic photoelastic fringe patterns in typical models is presented. It provides a new way for the study of explosion mechanism.

## 受冲击NaI晶体的温度和弹-塑性卸载

谭 华 徐 达

(1984年12月25日收到)

本文给出了用光学方法测量碘化钠晶体在34万巴至74万巴下的冲击温度,给出了它的冲击熔化区,对样品在固相区,固液两相区及液相区的弹-塑性卸载特性进行了估算和分析。发现用弹-塑性声速计算得出的冲击熔化区与温度实测结果完全一致。

### 一、引 言

自从Kormer 等人在六十年代用光学方法测量了受冲击透明材料(NaCl、KCl等晶体)的温度以来,这一方法在凝聚材料状态方程的研究中受到了越来越多的关注,并在实验应用中得到了进一步的发展。近年来,R. G. McQueen等又将这一方法应用于测量某些金属材料(2024Al等)的弹-塑性声速。

本文报道了用光学方法测量受冲击NaI闪烁体晶体样品的温度的实验技术和结果。对于弹性和塑性追赶稀疏波进入样品后引起的卸载现象进行了估算和分析。实验测量的是 $\lambda = 6011\text{\AA}$ 单个波长下的亮度。采用NaI晶体样品,是由于它在受冲击压缩状态下有很高的发射率。

### 二、原理和实验

用光学方法测量透明材料在受冲击状态下的温度是以经典热辐射定律为基础的。受冲击

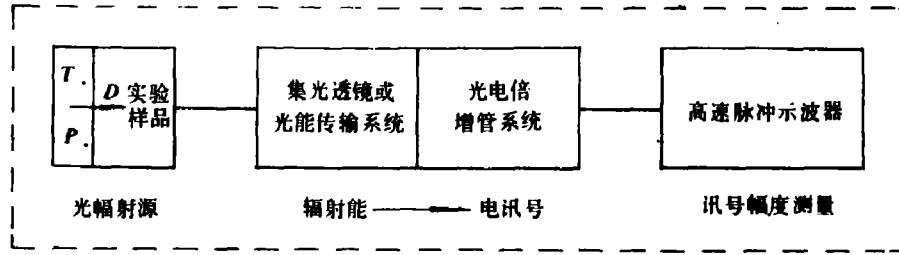


图1 测温原理

样品通过冲击波阵面发射出的光辐射能量被光电倍增管转换成电讯号，用高速示波器进行扫描显示(图1)。

采用色温度  $T_0 = 2850K$ ，发射率  $\epsilon_0 = 33\%$  的标准钨带灯对图1所示的实验系统进行标定。在光电倍增管的线性工作区内，它的输出讯号的幅度正比于阴极接收到的辐射能量。因此，当实验时系统的几何结构、光电倍增管的工作状态，以及测试中使用的光辐射波长等因素与实验室标定时完全相同时，根据经典热辐射的普朗克(Planck)公式，很容易得出示波器的实测讯号幅度  $h$  与实验室标定讯号幅度  $h_0$  之间的关系为

$$h/h_0 = (\epsilon/\epsilon_0) \cdot (e^{C_2/\lambda T_0} - 1) \cdot (e^{C_2/\lambda T} - 1) \quad (1)$$

式中， $\lambda$  为单色干涉滤光片的波长 ( $\lambda = 6311\text{Å}$ ,  $\Delta\lambda = 48\text{Å}$ ),  $C_2$  为第二热辐射常数 ( $C_2 = 1.4387\text{cm} \cdot K$ ),  $T$  为冲击波后被压缩层的温度， $\epsilon$  为它的发射率。上式也可写为

$$T = (C_2/\lambda) / \ln[(h_0/\epsilon_0)/(h/\epsilon) \cdot (e^{C_2/\lambda T_0} - 1) + 1] \quad (2)$$

本实验使用高级炸药驱动铁飞片撞击铝靶板，在 NaI 晶体样品中产生冲击波。图2是实验室装置示意图。

- |             |           |
|-------------|-----------|
| 1. 雷管和传爆药柱  | 2. 平面波发生器 |
| 3. 主药柱      | 4. 有机玻璃垫片 |
| 5. 飞片       | 6. 靶板     |
| 7. NaI 晶体样品 | 8. 光栏     |
| 9. 平面反射镜    | 10. 铸铁托盘  |
| 11. 硬纸光栏    | 12. 木支架   |

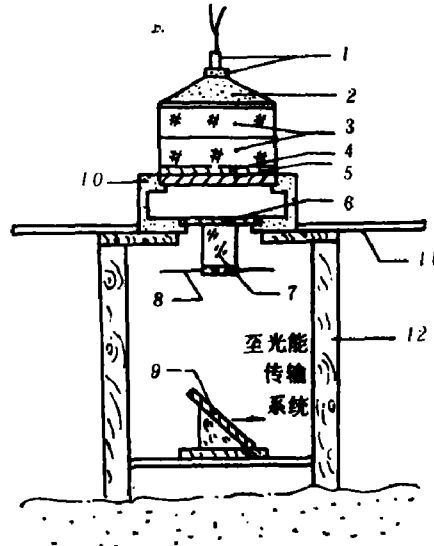


图2 实验装置示意图

假设冲击波后的状态为热力学平衡态。采用与文献[1]类似的方法，可以导出实验讯号幅度  $h$  随冲击波运动的变化关系

$$h = H_0 [1 - e^{-\alpha(D-u)}] \quad (3)$$

其中,  $H_0$  是一个不随时间变化的量, 它等于

$$H_0 = (h_0/\epsilon_0) \cdot (e^{C_2 \cdot t_0} - 1) \cdot (e^{C_2 \cdot t} - 1)^{-1}$$

$t$  是冲击波在样品中的运动时间;  $D$ 、 $u$  分别是样品中的冲击波速度和粒子速度。 $a$  为冲击波后被压缩材料的光学吸收系数。

当  $a \ll 1$  时, 将上式展开到一次项, 得到

$$h = H_0 \cdot a \cdot (D - u) \cdot t \quad (4)$$

这条  $h-t$  直线表示材料在受冲击压缩状态下基本处于透明状态, 或者说它的发射率很小。而当  $a \gg 1$  时, 显然有

$$h = H_0 = \text{const.} \quad (5)$$

实验讯号幅度不随时间而变, 或者说材料在冲击压缩状态下显示出黑体辐射的特性。

如果考虑来自飞片后界面的追赶稀疏波进入样品引起的卸载对实验讯号的影响, 那么, (3) 式给出的  $h-t$  关系就不再成立。稀疏波的进入将引起讯号幅度的下降。对于  $a$  值较小的材料, 用特征线理论可以导出讯号前沿的宽度为

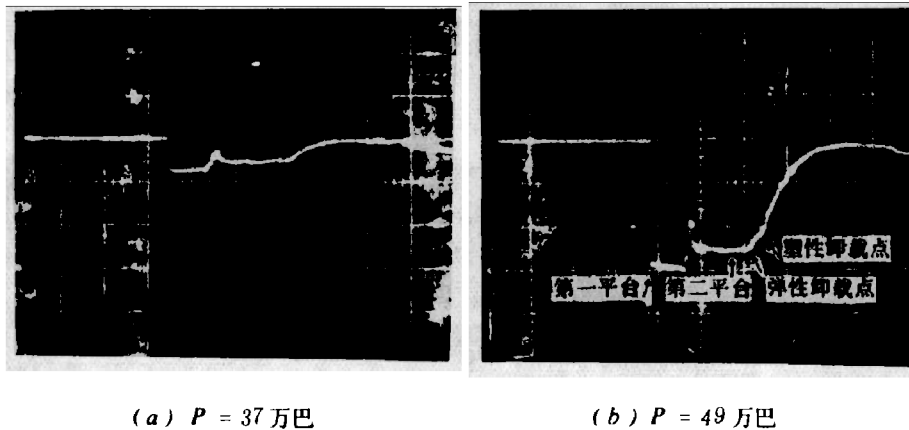
$$\Delta t_1 = \left[ \frac{l}{W-D} + \frac{\rho_0}{\rho C} \right]_f \cdot l_f + \left[ \frac{\rho_0}{\rho C} - \frac{l}{D} \right]_b \cdot l_b \quad (6)$$

对于  $a$  值很大的材料, 实验讯号将出现“平台”。平台的最大宽度为

$$\Delta t_2 = (k \cdot l_f - l_b) / D_s \quad (7)$$

(6)、(7) 两式中,  $W$  及  $C$  分别表示飞片速度及声速,  $\rho$  表示材料的密度,  $l$  为材料厚度,  $k$  为追赶比。下标  $f$ 、 $b$ 、 $S$  分别表示飞片、靶板及样品; 下标  $0$  表示始态。

图 3 是 NaI 晶体冲击到 37 万巴、49 万巴、62 万巴及 74 万巴压力下典型的示波器记录照片。

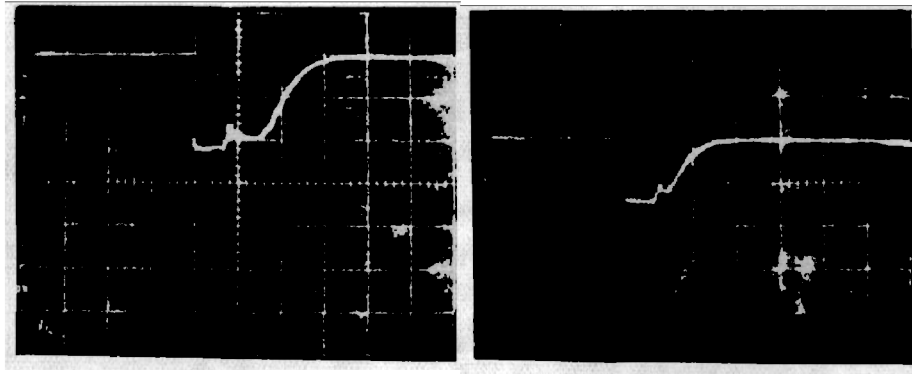


(a)  $P = 37$  万巴

(b)  $P = 49$  万巴

图 3 典型的实验记录照片\*

〔\*〕 请注意: 实验讯号的平台区分为两个小平台, 形成了两个台阶。第一台阶的成因尚待作进一步研究, 第二台阶是由来自飞片后界面的弹性卸载波形成的(照片上的白色雾状斑纹是由于底片过期造成的)



(c)  $P = 62$  万巴 (d)  $P = 74$  万巴

图3 典型的实验记录照片(续)

### 三、结果与讨论

34万巴至74万巴压力范围内8个压力点下的实验结果列于图4。图中,曲线1是根据热力学第二定律和沿着Hugoniot的能量关系,并利用Grüneisen状态方程计算的NaI晶体沿着冲击绝热线的温度 $T_H$ 随着压力 $P$ 的变化关系

$$T_H = T_{H,0} \cdot e^{\gamma_0(1-V/V_0)} + e^{-\gamma_0(V/V_0)} \cdot \int_{V_0}^V \left[ (f(V)/C_V) e^{\gamma_0(V/V_0)} dV \right] \quad (8)$$

其中 
$$f(V) \equiv \frac{1}{2} \left[ P + (V_0 - V) \frac{dP}{dV} \right] \Big|_H$$

曲线2是根据Lindemann熔化定律

$$\frac{d \ln T_M}{d \ln \rho} = 2\gamma - \frac{2}{3}$$

计算的熔化温度 $T_M$ 随压力 $P$ 的变化关系

$$T_M = T_{M,0} (V/V_0)^{2/3} \cdot e^{2\gamma_0(1-V/V_0)} \quad (9)$$

上两式中,假设Grüneisen系数 $\gamma$ 满足

$$\gamma/V = \gamma_0/V_0 = \text{const.}$$

晶体在高压下的比热 $C_V$ 取其经典极限值;下标 $H$ 表示沿着Hugoniot取值,下标 $M$ 表示熔化;计算时,取室温 $T_{H,0} = 300K$ ;对碘化钠晶体样品,取 $T_{M,0} = 924K$ 。

图4表明, $T_H-P$ 关系在37万巴压力点及63万巴压力点附近表现出明显的跳跃式变化,它反映了冲击熔化相变的开始和结束。由此确定出NaI的冲击熔化相变区间为:压力——37万巴至63万巴;温度——3100K至5100K。

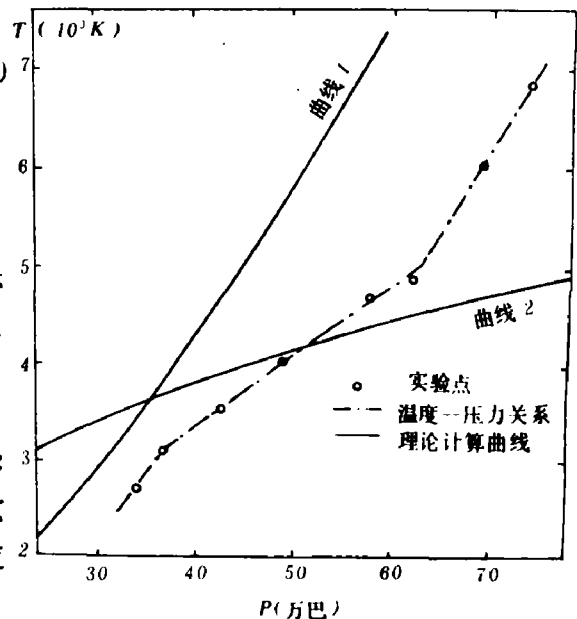


图4 受冲击NaI晶体的压力—温度关系

实验讯号有明显的平台区,说明在我们观测的条件下,NaI晶体的辐射可以作为“黑体辐射”看待。平台区的总宽度与(7)式符合得相当好。讯号前沿极陡,说明受冲击NaI晶体中光子的自由程极短,也就是它的发射率很高。

前面曾谈到,当来自飞片后界面的卸载波进入样品并赶上冲击波阵面时,讯号幅度就要下降。由于铁、铝在高压下卸载性态的复杂性,以及由于弹性卸载波和塑性卸载波速度的不同,在实验样品中可能传入多个卸载波。这种“多波卸载”现象表现为实验讯号曲线上的多个卸载“拐点”(图3)。对于一个弹性卸载波和一个塑性卸载波的典型情况,可以用图5来表示在冲击熔化区的典型卸载过程。

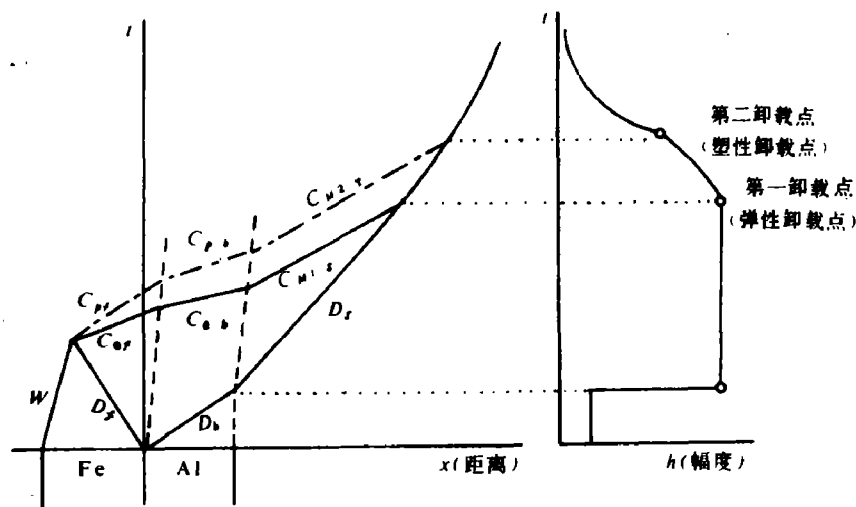


图 5 NaI 在冲击熔化区的典型卸载性态

在图5中,第一卸载点或弹性卸载点表示来自飞片后界面的弹性卸载波进入样品并赶上冲击波阵面的时空位置,第二卸载点或塑性卸载点表示塑性卸载波赶上冲击波阵面的时空位置。如果实验讯号的起跳点与卸载点之间的时间差为 $\Delta t$ ,则根据图5不难得到

$$[l/D]_s + \Delta t = [l/(W-D)]_r + \left[ \left( \frac{\rho_o l}{\rho} \right) / C \right]_r + \left[ \left( \frac{\rho_o l}{\rho} \right) / C \right]_s + \left[ \left( \frac{\rho_o D \cdot \Delta t}{\rho} \right) / C \right] \quad (10)$$

(10)式中左方第一项为飞片击靶后冲击波在靶中经历的时间;右方第一项为飞片中的反向冲击波返回后界面所需要的时间,而第二、三、四项则分别为追赶稀疏波在飞片、靶板、样品中所历经的时间。将上式改写,则得到样品中的卸载声速 $C_s$ ,

$$C_s = \frac{\left[ \frac{\rho_o D \cdot \Delta t}{\rho} \right]}{\Delta t - \left[ \left( \frac{1}{W-D} + \frac{\rho_o}{\rho C} \right) \cdot l \right]_r + \left[ \left( \frac{1}{D} - \frac{\rho_o}{\rho C} \right) \cdot l \right]_s} \quad (11)$$

式中各符号的意义已如前文所述。根据各实验点的实测卸载波形,用(11)式估算了碘化钠在熔化区的声速。计算时,铁、铝的弹性纵波声速值取自文献(6),塑性声速值取自文献(7)。结果列于表I。表I中, $C_e$ 是碘化钠晶体中的弹性纵波速度; $C_{M1}$ 及 $C_{M2}$ 为碘化钠在熔化区

的声速，它们分别是由第一卸载点及第二卸载点得到的声速： $C_L$ 是碘化钠被冲击到液相区的声速，系根据第一卸载点得到。进入液相区后的两个压力点均未能观测出第二卸载点。表中最后一行的声速值 $C_H$ 是根据Gruneisen状态方程计算的沿着碘化钠的冲击绝热线的声速它由下式给出<sup>(7)</sup>

$$C_H^2 = -V^2 \frac{dP}{dV} \left[ 1 - \frac{\gamma}{V} \frac{V_0 - V}{2} \right] + V^2 \left( \frac{\gamma}{V} \right) \cdot \frac{P}{2} \quad (12)$$

在100万巴压力范围内，NaI晶体的 $D-u$ 关系满足

$$D = 2.09 + 1.576u - 0.0597u^2 \quad (13)$$

计算 $C_H$ 时，取 $\gamma/V = \gamma_0/V_0 = const$ 。将表I的结果作于图6。在两相区，声速 $C_{M1}$ 可以用曲线

$$\ln C_{M1} = 0.73716 + 0.33685 \left( \frac{P}{10} \right) - 2.6410 \left( \frac{P}{100} \right)^2 \quad (14)$$

较好地拟合。

图6是显示出声速 $C$ 在37万巴及62万巴压力点附近有明显的跳跃式变化，而且这种“跳跃”比图4中的更明显。因此，通过声速 $C$ 的测量，同样可以确定材料的冲击熔化相变区间。

表 I NaI的卸载声速的估算值

压力 (万巴)		34.4	37.0	43.0	49.0	57.8	62.1	69.2	73.9
声速 (毫米) (微秒)	$C_i$	6.10							
	$C_{M1}$		4.98	5.61	5.71	6.06	6.11		
	$C_{M2}$		/	5.50	5.59	/	5.96		
	$C_L$							5.35	5.67
	$C_H$							5.03	5.16

在液相区，用(11)式给出的理论计算结果与实验结果的符合程度也是令人满意的。

最后，对实验讯号平台区中的第一台阶作些说明。虽然实验中碘化钠的冲击压力从34万巴增加到74万巴，铁飞片的厚度从5毫米减小到2毫米，但第一平台的宽度仅从大约0.95微秒减小到0.75微秒。如果根据它的宽度用(11)式来估算受冲击碘化钠中的声速值，将会得到不可理解的结果。第一台阶的成因可能与铁在高压下的卸载性态有关，也可能由其它因素造成，尚待作进一步的研究。

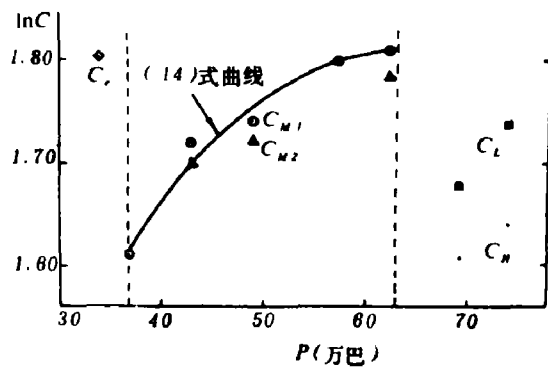


图6 声速随压力的变化

## 参 考 文 献

- (1) Kormer, S. B., *Sov. Phys. Usp.* 11 (1968), 229.
- (2) Untew, P. A., *UCRL - 51432* (1973).
- (3) Lyzenga, G. A., "Optical Pyrometry at High Pressure and Its Interpretation", *AIP 1979 Conference on Shock Waves in Condensed Matter*, Washington, June 1979.
- (4) Von Holle, William G., "Temperature Measurement of shocked translucent materials by time resolved Infrared radiometry", 同(3).
- (5) McQueen, R. G., Fritz, J. N., "Some Techniques and Results from High-Pressure Shock Wave Experiments Utilizing the Radiation from Shocked Transparent Materials", *AIP 198 Conference on Shock Waves in Condensed Matter*, CA, June 1981.
- (6) Broberg, K. B., 尹祥础译, 弹性及弹-塑性介质中的冲击波, 科学出版社 (1965).
- (7) Kinslow, R., *High Velocity Impact Phenomena*, Chapter VII, Academic Press, New York and London, (1970).

## TEMPERATURES OF SHOCKED NaI CRYSTAL AND ITS ELASTIC-PLASTIC RELEASE BEHAVIOR

Tan Hua Xu Da

### Abstract

Experimental results of the temperature of sodiumiodide crystal under shock loading, as well as the shock-melting region, are obtained with the optical method in the pressure region from  $34\text{ GPa}$  to  $74\text{ GPa}$ . Some elastic-plastic release behavior of the specimens in its solid phase, solid-liquid mixed region and liquid phase is estimated and discussed. It is found that the shock-melting region obtained from the elastic-plastic sonic velocity calculations is well in accordance with the one from shock-temperature measurement.