文章编号：1000-5773(2006)03-0296-05

33 GPa 压力以下液氩冲击温度的实验测量*

孟川民[1]，施尚春[1]，黄海军[1]，姬广富[1]，唐敬友[2]，杨向东[3]

(1. 中国工程物理研究院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理实验室，四川绵阳 621900；
2. 西南科技大学材料学院，四川绵阳 621000；
3. 四川大学原子与分子物理研究所，四川成都 610065)

摘要：利用液氮冷靶系统制取液氩样品，以二级氢气炮作为加载工具，驱动飞片对液氩样品进行平面冲击压缩，实验测量了 33 GPa 冲击压力以下液氩的冲击温度。飞片速度由磁测速系统测量，冲击波速度和冲击温度用光纤耦合高温计系统测量，粒子速度采用阻抗匹配法计算得到。实验测得当冲击压力为 33 GPa 时，液氩的冲击温度超过 10 000 K；而当冲击压力超过 30 GPa时，冲击温度的上升趋势与理论计算相比明显变缓，该压力点正好与以前测得的冲击波速度-粒子速度曲线的拐点一致。

关键词：液氩；冲击温度；光纤高温计

中图分类号：O521.2 **文献标识码**：A

1 引 言

物态方程通常是指物质的压力、比容、温度关系，为了研究物质极端条件下的物性，通常可采用冲击压缩的方法，使被测样品达到极高的压力和温度状态。液氩原子核外电子有满壳层结构，分子可近似视为球形对称[1]，即分子间相互作用势与角度无关，且当液氩原子相互作用时，其电子轨道的畸变较小[2]，原子间相互作用势可用球形两体势较好地近似[1]，因此液氩高压物态方程的深入研究对各种统计力学理论和分子间相互作用势的研究，以及进一步的发展是很有必要的。正是由于上述原因，液氩成为高压物理中研究得较多的物质[3-9]。早在 1966 年，van Thiel 和 Alder 就发表了他们采用炸药爆轰产生冲击波的方法，获得的冲击压缩液氩的实验数据，其最高的冲击压力达到 70 GPa。1980 年 Nellis 和 Mitchell以二级轻气炮作为加载工具，利用二次冲击技术，把液氩的冲击压力提高到了 90 GPa。在理论研究中，Ross 等用 Monte Carlo 方法和液体微扰变分理论计算过液氩的高压物态方程，王番侯等[10]还用分子动力学方法研究了液氩体系的冲击压缩特性。

文献中关于液氩体系的冲击压力和比容的实验数据是十分丰富的，这些数据为理论研究提供了直接的材料，同时又对理论结果进行最直观的检验。然而在已有的研究中，物态方程中很重要的参数——冲击温度的实验数据是很有限的，这个数据的获得基本靠理论计算得到。冲击温度是动高压研究中非常重要的一个状态参量，冲击压缩过程是不可逆的，伴随着明显的温升，对于液氩而言，在数十吉帕的冲击压力下，理论计算的冲击温度可达万度。冲击温度测量的重要性还体现在，它可以提供体系内能的信息，以液氩为例，其内能的变化受到体系粒子动能、粒子间排斥、原子电离、电子激发等几个内部运动自由度的影响。在统计力学理论计算中，温度是一个计算参数，最终计算得到的体系温度对于体系内部自由度的激发十分敏感，因此冲击温度的直接测量，对高温高密度条件下合理的理论模型的建立，具有十分重要的意义，同时还提供了物态方程中温度的直接数据。

* **收稿日期**：2005-09-09；**修回日期**：2005-11-17

基金项目：国防科技重点实验室基金(00Ts75.21.3JW1905)；中国工程物理研究院科学基金(20040102)

作者简介：孟川民(1973—)，男，博士，助理研究员，主要从事高压物理和凝聚态物理研究.
E-mail：mcm901570@sohu.com

2　实验方法

冲击温度作为冲击压缩状态参量,与冲击压力和冲击比容有着对应关系,在温度测量的同时还应确定体系的冲击压力和比容等热力学参量。

在冲击压缩条件下,物质热力学特性满足基于冲击波阵面上质量、动量、能量守恒的 Rankine-Hugoniot关系

$$p=\rho_0 u_s u_p \tag{1}$$

$$v=v_0(1-u_p/u_s) \tag{2}$$

$$e-e_0=(p+p_0)(v_0-v)/2 \tag{3}$$

式中:p、ρ、e 分别为被测样品的压力、密度、比内能,下标 0 代表初态。u_s 为样品中的冲击波速度,u_p 为冲击波阵面后的粒子速度,$v=1/\rho$ 为被测样品的比容。通常情况下只要实验初态条件确定,便可得到被测样品的 v_0、p_0,实验中测量出冲击波速度 u_s,由阻抗匹配法求出粒子速度 u_p 后,体系的冲击终态压力、比容和比内能增加量即可由方程(1)～方程(3)计算得到。本实验中,液氩冲击温度采用辐射法测量,实验时飞片以数公里每秒的速度撞击冷靶基板,撞击后在靶基板中形成的冲击波进入液体样品中,对样品进行冲击压缩并产生光辐射,光辐射通过光纤传输到具有时间分辨本领的瞬态光学高温计,得到对应于不同波段的光辐射亮度,从而得到冲击温度。实验系统如图 1 所示。

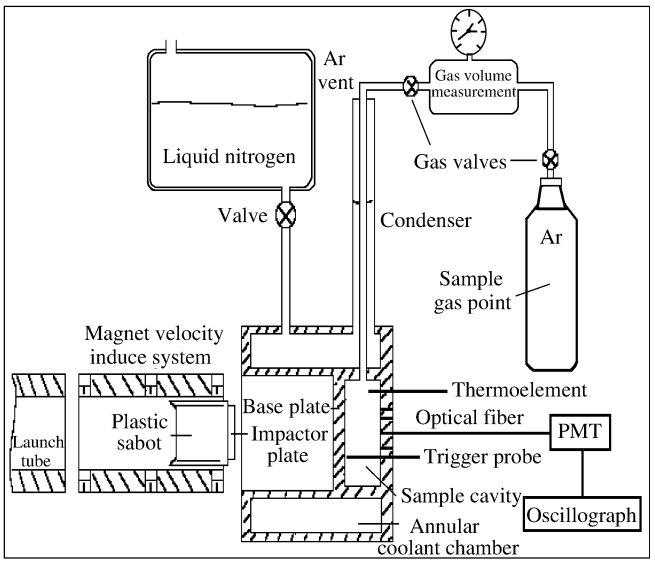


图 1　液氩冲击压缩实验装置

Fig. 1　The set-up of experiments

利用辐射法测量冲击波温度,实际上是一种比对方法,通过测量样品的光谱辐照亮度,并与标准光源的亮度进行比较,然后根据其辐射规律求出辐射温度。实验中用高温计-示波器系统观测和记录样品辐射强度及其随时间变化的规律,高温计就好比是测温中的一把“尺子”,为了得到定量的结果,就必须对这把“尺子”进行标定[11]。高温计标定就是要确定它对某一已知辐射能量的响应。本工作选用 WBr 钨丝灯作为标准光源,其定距光谱辐照度 $N_r(\lambda)$ 进行过严格的计量标定,$N_r(\lambda)$ 定义为标准光源在单位时间内辐射到距离它 l_0 处单位面积上(cm^{-2})的、波长在 λ～$\lambda+1$ (nm)范围内的能量。高温计在标定时,标准光源发出的光经斩波器调制成连续矩形光脉冲,送到高温计的不同测量通道,通过干涉滤光片使之成为有较小带宽的准单色光,经光电转换送至示波器,由示波器输出电压信号。只要光源充满光纤接收端面接收角,则从光纤头接收到的光能量为

$$E_0=N_r(\lambda)\cdot\Delta\lambda\cdot A_0 \tag{4}$$

式中:$N_r(\lambda)$ 为标定时光纤接收端处标准光源的辐照度值,$\Delta\lambda$ 为干涉滤光片的带宽,A_0 为光纤头的接收面积。在高温计的线性工作区内,它的输出信号幅度正比于它接收到的能量,因此标定时示波器上的标定信号幅度为

$$H_0=\eta(\lambda)\cdot E_0\cdot R_0 \tag{5}$$

式中:R_0 为标定时高温计信号的输出负载电阻。$\eta(\lambda)$ 为高温计传输因子的值,与光纤信号的传输、高温计光电转换特性以及测试线路密切相关,但测试条件一旦确定,$\eta(\lambda)$ 即为常数。需要说明的是,由于实验测试条件不可能完全相同,因此每次实验前,都要对高温计进行现场标定。图 2 为高温计现场标定信号。

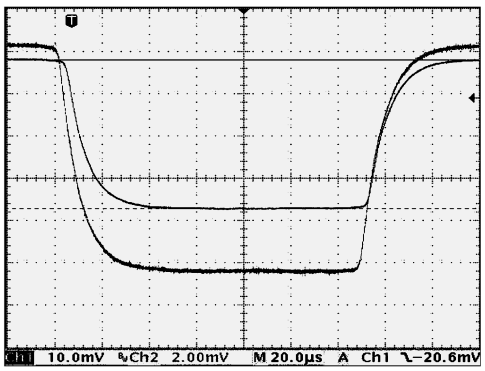


图 2 高温计标定信号

Fig. 2 The signal of pyrometer calibration

对于平面朗泊光源，只要发光面积足够大，能始终充满光纤孔径角，则光纤接收到的能量与光源的距离无关，而只与光源的温度和发射能力有关，实验中高温计输出信号由数字示波器记录，在高温计的线性范围内，信号幅度正比于高温计接受到的能量。由实测信号幅度和标定信号幅度的对比即可得到实测辐射亮度。在平衡热辐射的假定下，高温物质的光谱辐照亮度可用灰体模型描述

$$I_{\exp}(\varepsilon,\lambda,T)=\frac{\varepsilon C_1}{\lambda^5}\frac{1}{\exp(C_2/\lambda T)-1} \tag{6}$$

式中：$C_1=3.7418\times10^{-16}$ W·m^2·Sr^{-1}，$C_2=1.4388\times10^{-2}$ m·K，分别为 Planck 第一和第二辐射吸收系数，如果同时在若干波长上测量出了光谱辐照亮度，根据(6)式采用最小二乘法拟合，就可以得到辐射温度 T。

3 实验结果与讨论

液氩样品采用液氮冷靶制取[12]，样品初态温度由铂膜热敏电阻测量，初态压力由真空压力测试仪测量，飞片速度用磁测速系统测量[13]。实验时，二级轻气炮驱动铜飞片，以 2.5～3.8 km/s 的速度撞击 LY12 铝基板产生冲击波，对液氩样品进行平面冲击加载。对于透明物质，如液氩，冲击波进入样品后，冲击波阵面后的液氩受到冲击压缩，温度急剧升高并辐射出热量，这些辐射可以透过未受压缩仍然保持透明的液氩样品，并被测量系统探测和记录，从而得到被侧样品的光谱辐照亮度历史。由实验信号还可以计算出样品中的冲击波速度，这样通过已有的飞片和基板的 Hugoniot 参数计算基板的等熵卸载线，结合样品中波直线，即可求解得到靶基板及样品中的粒子速度及冲击压力、比容等状态参量。表 1 为飞片及基板的 Hugoniot 参数。图 3 是典型的实验信号。

表 1 LY12 铝及无氧铜的雨贡纽参数

Table 1 The Hugoniot parameters of LY12 aluminum and copper

Parameters	LY12 aluminum	Copper
C_0/(km/s)	0.5420*	0.3933
λ	1.334*	1.500
ρ_0/(g/cm^3)	2.739*	8.980
γ_0	2.0	

Note: * represent the parameters at 80 K.

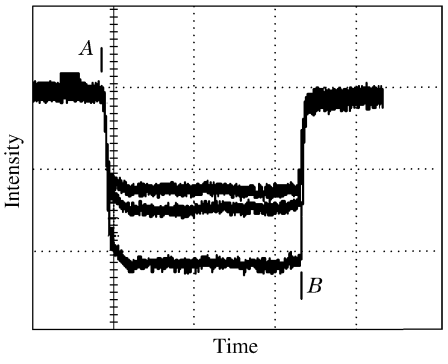


图 3 典型的实验信号

Fig. 3 The typical signal of experiments

图 3 中，信号起跳的 A 点对应于冲击波进入样品的时间点，B 点对应于冲击波到达样品腔后表面的时间点，样品的厚度经过精确测量，这样由 A、B 两点的时间差即可得到样品中的冲击波速度。由图 3 可以看出，信号的平台很明显，且信号幅度比较平稳，由此可以认为，本文实验中液氩样品的状态是比较均匀和稳定的，所得实验数据是可信的。

共进行了 4 发实验，利用光纤耦合高温计系统进行了液氩样品的冲击压缩参量的测量，结果见表 2，表中 W_f 为飞片速度。

实验测量的冲击波速度-粒子速度关系曲线见图 4。由图 4 可以看出，本实验测量的冲击波速度-粒子速度曲线在冲击波速度为 6.3 km/s、冲击压力约 30 GPa 时发生拐折，在此拐点以下与文献[1,3]的实验数据比较一致。高于此压力本文实验数据与文献[14]用电测法测量的数据符合很好。本文实验所测冲击温度与理论计算的比较见图 5。

表 2　液氩冲击压缩实验数据

Table 2　The experimental data of liquid argon

W_f/(km/s)	T_0/(K)	ρ_0/(g/cm^3)	u_s/(km/s)	p_H/(GPa)	T_H/(10^{3}K)
2.497	86.5	1.40	5.15±0.23	17.69±0.54	4.66± 0.33
2.975	87.5	1.39	5.71±0.25	22.92±0.83	6.96±0.62
3.397	87.2	1.39	6.31±0.23	28.37±0.95	8.82±0.88
3.797	87.5	1.39	6.65±0.36	33.18±1.05	10.56±1.10

Note: $p_0 \approx 0.1$ MPa.

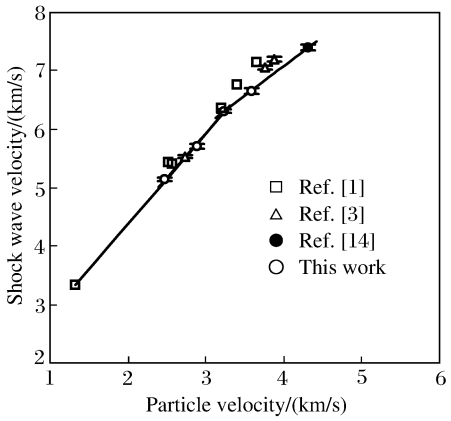


图 4　冲击波速度-粒子速度关系的实验曲线

Fig. 4　Shock velocity versus particle velocity for liquid argon

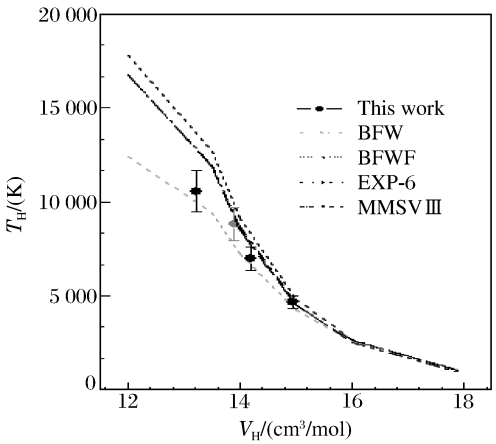


图 5　冲击温度实验数据与理论计算的比较

Fig. 5　Comparison of experimental shock temperature and calculated shock temperature

图 5 中理论计算数据 MMSVⅢ取自文献[10],其余取自文献[5],可以看出,在冲击终态摩尔体积约 14.0 cm^3/mol(对应冲击压力约 30 GPa 以下)时,各理论计算的数据比较接近,与本实验测量值符合较好,但高于此压力除 BFW 势的计算结果外,理论计算温度明显偏高。Ross 用这些势计算了液氩的 p-V 关系,得出的结果与图 5 有类似现象,即 BFW 势在 21 GPa 冲击压力以上偏软,EXP-6 势稍硬;文献[10]考虑了原子间相互作用的多体修正,认为多体效应会软化原子间的相互作用。这些计算对原子间的相互作用势做了很多工作,提出了多种理论方法和修正,但是可以看到,无论怎样调整势参数,总是难以在全实验压力区与实验数据符合较好。我们认为,当冲击终态到达一定的压力和温度时,必须更准确地考虑体系分子内部自由度的激发,如电子跃迁、电离等效应。

本工作测得液氩的 u_s-u_p 曲线在大约 30 GPa 处发生拐折,从图 5 中实验和理论计算数据比较可以看到,冲击压力在约 30 GPa 以上时,冲击温度的上升趋势减缓,即冲击压力和温度曲线的拐点是符合的。因此我们认为,当冲击压力达到 30 GPa、冲击温度接近 9 000 K 时,液氩体系电子的热激发和压致电离效应会吸收部分冲击能量,对体系冲击状态的影响已较为明显,我们用屏蔽氢模型计算了 T=0.9 eV、密度 ρ=2.0 g/cm^3 时体系的平均离化度 $Z_0 \approx 2.0$,体系电子的激发效应已不可忽略。

本工作测量了液氩高至 10 000 K 以上的冲击温度数据,然而本工作所用高温波长计的测量范围在可见光波段,随着温度的升高,辐射能量将向短波方向集中,会给实验结果带来很大的误差,因此未做更高冲击温度的测量。

References:

[1] Ross M, Alder B J. Shock Compression of Argon(Ⅲ)—The Thomas-Fermi-Dirac Theory [J]. J Chem Phys, 1967, 47(10): 4129-4133.

[2] Karnicky J F, Reamer H H, Pings C J. Determination of the Argon Intermolecular Pair Potential by X-Ray Diffraction from the Dense Gas [J]. J Chem Phys, 1976, 64(11): 4592-4600.

[3] Nellis W J, Mitchell A C. Shock Compression of Liquid Argon, Nitrogen, and Oxygen to 90 GPa (900kbar) [J]. J Chem Phys, 1980, 73(12): 6137-6145.
[4] Ross M. Shock Compression and the Melting Curve for Argon [J]. Phys Rev, 1973, A8: 1466-1474.
[5] Ross M. The Repulsive Forces in Dense Argon [J]. J Chem Phys, 1980, 73(9): 4445-4450.
[6] Dick R D, Warmes R H, Skalyo J. Shock Compression of Solid Argon [J]. J Chem Phys, 1970, 53: 1648-1651.
[7] Grigoriev F V, Kormer S B, Mikhailova O L, et al. Shock Compression and Brightness Temperature of a Shock Wave Front in Argon. Electron Screening of Radiation [J]. Sov Phys JETP, 1985, 61(4): 751-757.
[8] Zha C S, Boehler R, Young D A, et al. The Argon Melting Curve to Very High Pressures [J]. J Chem Phys, 1986, 85(2): 1034-1036.
[9] Ross M, Mao H K, Bell P M, et al. The Equation of State of Dense Argon: A Comparison of Shock and Static Studies [J]. J Chem Phys, 1986, 85(2): 1028-1033.
[10] Wang F H, Yang Ch L, Li X J, et al. Study on Many-Body Interaction and Molecular Dynamics Simulation for the Hugoniot Curve of Liquid Argon [J]. Acta Phys Sinica, 2000, 49(1): 114-118. (in Chinese)
王番侯, 杨传路, 李西军, 等. 液氩多体作用势研究及其 Hugoniot 曲线的分子动力学模拟 [J]. 物理学报, 2000, 49(1): 114-118.
[11] Tan H. Shock Temperature Measurements for Metals (Ⅰ)—Calibration of Pyrometers and Data Reduction for the Temperature at the Interface [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 1994, 8(4): 254-263. (in Chinese)
谭 华. 金属的冲击波温度测量(I)——高温计的标定和界面温度的确定 [J]. 高压物理学报, 1994, 8(4): 254-263.
[12] Meng Ch M, Shi Sh Ch, Dong Sh, et al. Equation of State of Dense Liquid Nitrogen in the Region of the Dissociative Phase Transition [J]. Chin Phys Lett, 2002, 19: 252-254.
[13] Shi Sh Ch, Dong Sh, Huang Y. The Experimental Technology for Shock-Compressed Liquid Gas [J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 1999, 13(3): 211-217. (in Chinese)
施尚春, 董 石, 黄 跃. 液态气体冲击压缩实验技术 [J]. 高压物理学报, 1999, 13(3): 211-217.
[14] Meng Ch M, Shi Sh Ch, Dong Sh, et al. Experimental Measurement for Shock Velocity-Mass Velocity Relationship of Liquid Argon up to 46 GPa [J]. Chin Phys Lett, 2003, 20: 1221-1222.

Experimental Measurement for Shock Temperature of Liquid Argon up to 33 GPa

MENG Chuan-Min[1], SHI Shang-Chun[1], HUANG Hai-Jun[1], JI Guang-Fu[1], TANG Jing-You[2], YANG Xiang-Dong[3]

(1. *Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics Research, Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang* 621900, *China*;
2. *College of Material Research, Southwestern University of Science and Technology, Mianyang*, 621000, *China*;
3. *Institute of Atomic and Molecular Physics, Sichuan University, Chengdu* 610065, *China*)

Abstract: Shock temperature of liquid argon has been measured under the shock pressure up to 33 GPa by employing the two-stage light gas gun. Impactor velocities were measured with electrical-magnetic induction system. Shock velocities and shock temperature of liquid argon were measured by using optical-fiber pyrometer. Mass velocities were obtained by mean of shock impendence matching method. The experimental data shows that shock temperature reach 10 000 K at 33 GPa shock pressure. Over 30 GPa shock pressure, shock temperature is lower compared with theoretical data. The experimental data also shows that the slope of shock temperature-shock volume curve begins to decrease over 30 GPa, which is the same shock pressure as the previously published shock Hugoniot curve.

Key words: liquid argon; shock temperature; optical-fiber pyrometer