

多孔钼的高压声速测量*

胡翠娥¹, 曾召益^{1,2}, 牛振威², 蔡灵仓²

(1. 重庆师范大学 物理与电子工程学院, 重庆 401331

2. 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国防科技重点实验室, 四川 绵阳 621900)

摘要:【目的】获得更多标准材料钼的高压声速数据。【方法】在二级轻气炮上,采用反向撞击结合光分析法对多孔钼的声速进行了测量。【结果】实验获得了较低压强范围内(低于100 GPa)的新的声速数据,并利用对称碰撞和非对称碰撞两种不同的方法,获得了多孔钼的冲击绝热线。【结论】钼在低压区并未有相变的发生。

关键词:冲击加载;声速;多孔钼

中图分类号:O521

文献标志码:A

文章编号:1672-6693(2017)04-0079-05

一般情况下,一种固体样品的动高压声速实验只能测量一个平衡熔化的压强,结合热物理方法可以计算出熔化温度。通过卸载熔化温度测量实验,由一种窗口材料可以补充一个卸载压强点的熔化温度数据。采用这种方法,一种窗口材料也只能补充一个熔化温度数据。目前可用作测温窗口的材料只有 LiF 和蓝宝石两种晶体,所以卸载熔化温度测量也只能得到两个熔化温度点的数据。要想获得材料在更多压强点下的熔化温度数据,就必须通过改变材料的初始状态来实现,如提高样品材料的初始温度或降低样品材料的初始密度。对于第一种途径,Duffy 等人^[1-2]、Miller 等人^[3]详细研究了钼在初始温度 1 400 °C 下的 Hugoniot 物态方程和声速,发现预加热的确能改变材料的冲击压缩性质。但这种途径也存在一些困难,如加热温度的精密控制、设备研制和实验测量技术中出现的一些新问题等。对于第二种途径,主要是采用疏松材料,即通过降低样品的初始密度达到降低冲击熔化压强的目的,这种做法的原理是:当冲击压缩达到相同体积时,疏松材料中的温度升高程度要比密实材料中的高,所以可采用疏松材料来测得较低压强下的熔化温度数据。利用这种方法,张修路等人^[4]对初始密度 $9.557 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 的疏松钼进行过研究,获得了最低压强为 136 GPa 时的熔化温度数据。本研究采用反向碰撞实验技术,对多孔钼在低于 100 GPa 冲击压力范围内的声速进行了测量,并通过分析声速是否发生间断来判断冲击加载下钼固-固相变的存在。

1 实验方法

本研究的实验分为冲击绝热线的测量和反相撞击声速测量。冲击绝热线的测量采用的是电探针方法。实验装置系统如图 1a 所示,靶的组件俯视图如图 1b 所示。样品中的冲击波速度可由样品的厚度(H)及冲击波在样品中的走时(Δt)确定:

$$D = H / \Delta t. \quad (1)$$

对于飞片和样品,分别有:

$$P_1 = \rho_{01} [C_{01} + \lambda_1 (W - u_1)] (W - u_1), \quad (2)$$

$$P_2 = \rho_{02} D_2 u_2. \quad (3)$$

其中 P , ρ_0 , D 和 u 分别代表压强、初始密度、冲击波速度和粒子速度。下标 1 和 2 分别表示飞片和样品。 C_{01} 和 λ_1 为飞片的 Hugoniot 参数。根据阻抗匹配原理即界面两侧的力学平衡条件(压强相等)和界面连续条件(粒子

* 收稿日期:2016-08-19 修回日期:2016-10-09 网络出版时间:2017-05-16 11:26

资助项目:国家自然科学基金(No.11304408;No.11347019;No.11504035);重庆市教委科学技术研究项目(No.KJ1703044;No.KJ1703062);重庆市高等学校青年骨干教师资助计划;重庆师范大学青年拔尖人才资助计划

第一作者简介:胡翠娥,女,副教授,博士,研究方向为高压凝聚态, E-mail: cuiehu@126.com;通信作者:曾召益,副教授, E-mail: zhaoyizeng@126.com

网络出版地址: <http://kns.cnki.net/kcms/detail/50.1165.N.20170516.1126.060.html>

速度相等)可得:

$$P_1 = P_2 u_1 = u_2 \tag{4}$$

解上述方程可得粒子速度为:

$$u = \frac{-b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \tag{5}$$

其中: $a = \rho_{01} \lambda_1$, $b = -(\rho_{01} C_{01} + 2\rho_{01} \lambda_1 W + \rho_{02} D_2)$, $c = \rho_{01} C_{01} W + \rho_{01} \lambda_1 W^2$ 。

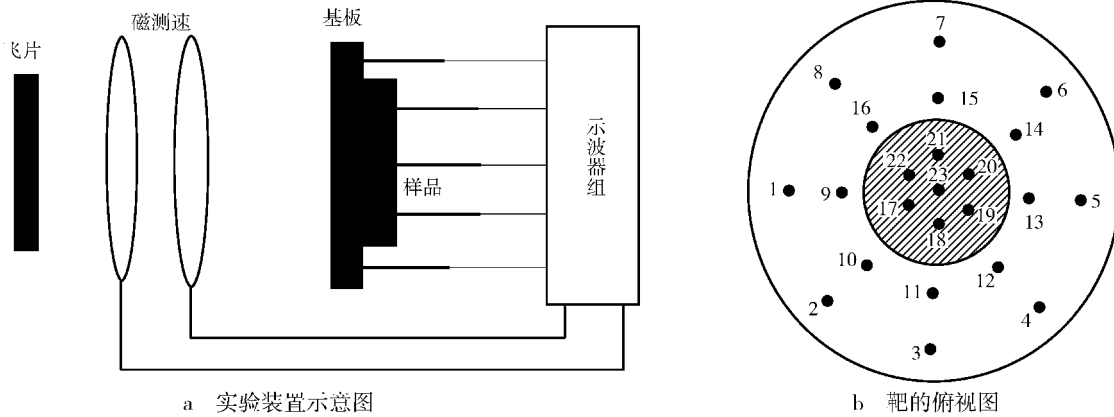


图 1 电探针测量冲击绝热线实验示意图

Fig. 1 The experimental data for Hügioniot by using Electric probes

声速测量实验利用光分析技术,基本原理是:追赶稀疏波在追上冲击波阵面时不仅使冲击波速度降低,而且还会使冲击波温度下降。通过观测冲击波阵面发射的光强(光辐射能量)下降点的位置来判定稀疏波追赶上冲击波阵面的位置和时间,确定稀疏波的传播速度。碰撞界面粒子速度剖面采用单点(Displacement interferometer system for any reflector, DISAR)进行测量,所采用的实验方法是反向撞击实验技术^[5]。在反向撞击实验中(图 2),金属样品直接安装在弹丸上,用样品直接撞击窗口,不会产生由样品与窗口阻抗失配产生的反射波。为了提高测试界面对 DISAR 系统入射光的反射效率, LiF 窗口光学反射面镀有 1 μm 的铝膜。此外,为了避免前冲气体对测试的干扰,窗口光学反射面贴有 8 μm 的铝箔作为缓冲材料。当样品撞击缓冲层时(图 2b 的 A 处),产生进入窗口的入射冲击波。从 A 点向样品中传入的冲击波到达样品后界面时,立即反射追赶稀疏波,该追赶稀疏波在到达样品/窗口界面之前不会受到在正向撞击实验中必然要产生的反射波的干扰。当追赶稀疏波到达 B' 时,光强信号迅速降低。利用示波器记录下撞击产生信号时间 t'_A 和信号降低的时刻 t'_B ,示波器记录的光辐射信号平台的宽度 Δt 包含了追赶稀疏波在样品中传播速度的信息。利用下式即可计算出声速的数据:

$$C_l = \frac{H}{\Delta t - H/D} \cdot \frac{\rho_0}{\rho} \tag{6}$$

其中 D 代表实验测量的冲击波速度, H 为样品厚度。

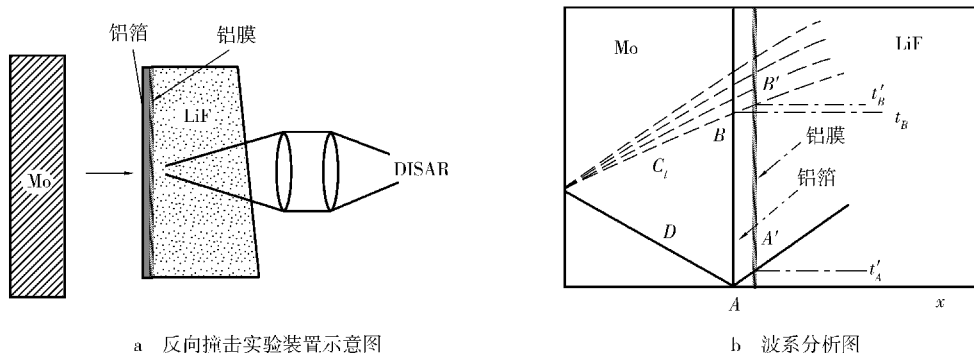


图 2 声速测量实验示意图

Fig. 2 Sound velocity measurements using the direct reverse-impact technique

实验测量在中国工程物理研究院流体物理研究所 $\phi 30$ 二级轻气炮上进行,飞片击靶速度由磁测速系统测量。冲击绝热线测量的飞片为无氧铜和多孔钨,尺寸设计为 $\phi 28 \times 1.5$ mm;基板和样品均采用多孔钨,尺寸分别为 $\phi 36 \times 1.5$ mm 和 $\phi 12 \times 2.5$ mm。样品尺寸考虑追赶比及边侧稀疏的影响。基板上的两组电探针按 45° 角均布在 $\phi 18$ 和 $\phi 14$ 的圆上,样品后界面的 6 根电探针均布在 $\phi 4$ 的圆上,样品中心布有一根电探针。电探针采用的是镀膜弹簧探针。反向撞击实验中飞片为 $\phi 28 \times 1.5$ mm 多孔钨,窗口为单晶 LiF ($\rho_0 = 2.638, C_0 = 5.148, \lambda = 1.353$),窗口表面镀 $1 \mu\text{m}$ 的铝膜,缓冲层为 $8 \mu\text{m}$ 的铝箔,多孔钨样品厚度在 $3.048 \sim 3.050$ mm 之间。实验中综合考虑了飞片、窗口的边侧稀疏波、追赶稀疏波等影响。

2 结果与讨论

实验中采用了一发对称碰撞,另两发实验飞片为无氧铜。无氧铜的冲击绝热线参数为: $\rho_{01} = 8.930, C_{01} = 3.940, \lambda_1 = 1.489$ 。样品厚度的范围控制在 $2.505 \sim 2.507$ mm。实验中时间测量信号如图 3 所示。从图 3 可以看出,当采用对称碰撞时,飞片撞击基板的时间存在很大的分散性,表明飞片在撞击之前的破损情况比较严重。而采用非对称碰撞(无氧铜飞片)时,撞击情况比较理想。对称碰撞中飞片破损的原因主要在于实验中采用的多孔样品本身强度不够。分析得到的多孔钨的冲击绝热线测量结果列于表 1。

表 1 冲击绝热线测量结果
Tab. 1 Experimental data for Hugoniot

编 号	飞 片	密度/ ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$)	弹速/ ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$)	粒子速度/ ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$)	冲击速度/ ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$)	冲击压强/ GPa
1	多孔钨	8.58	4.48	2.24	6.65	127.8
2	无氧铜	8.93	5.47	2.80	7.81	187.6
3	无氧铜	8.93	4.97	2.58	7.26	160.7

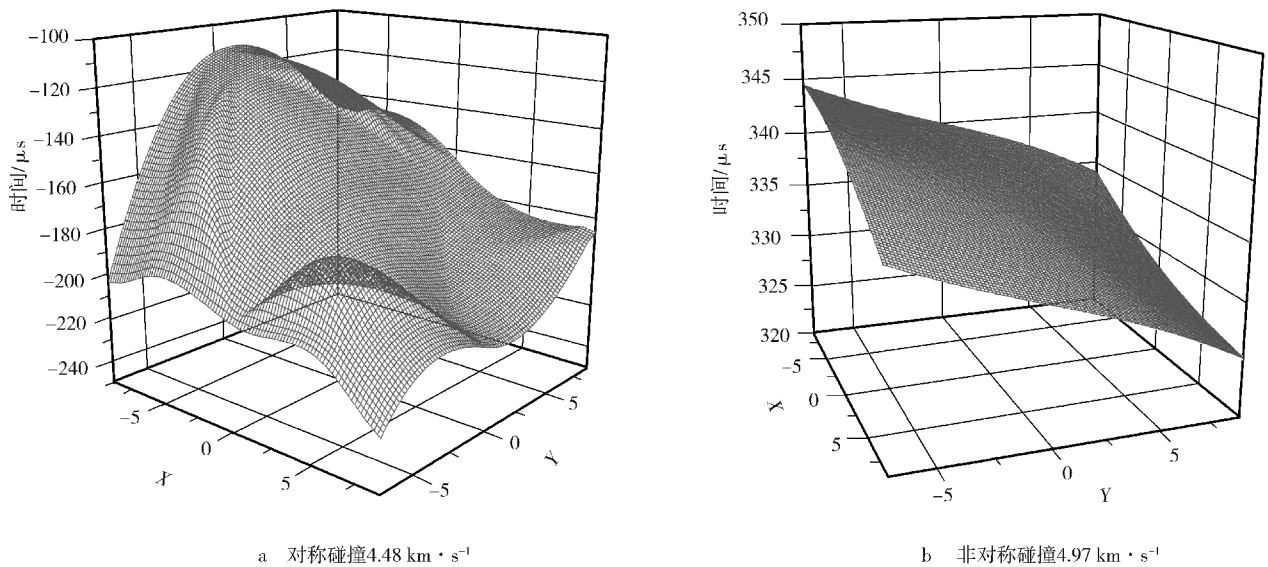


图 3 时间测量信号记录

Fig. 3 The experimental data for time

对于多孔材料,吴强和经福谦提出了一种以焓(H)和压强(P)为自变量的物态方程即吴-经方程^[11-12],用于描写等压路径上比容与焓的变化关系。根据吴-经方程,能够从已知密实钨的 Hugoniot 物态方程出发计算多孔钨 Hugoniot 物态方程。本研究采用吴-经方程进行估算初始密度为 $8.58 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 的钨在 $50 \sim 4500$ GPa 压强区间内的 Hugoniot 物态方程为 $D = 3.462 + 1.425u$ (图 4)。实验测量得到的冲击绝热线的数据与理论预估的结果基本一致(图 4)。参考 Trunin 等人^[6]对初始密度为 $8.10 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 的多孔钨的测量结果,可以发现:由于两种材料疏松度比较接近,因此它们的 $D-u$ 关系也比较接近。

反向撞击方法测量多孔钨的粒子速度剖面信号如图 5 所示。采用初始密度为 $(8.58 \pm 0.01) \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 的多孔样品,飞片在撞击窗口后的很短时间内,立即发生卸载。主要原因在于飞片本身强度不够,在发射过程中出现

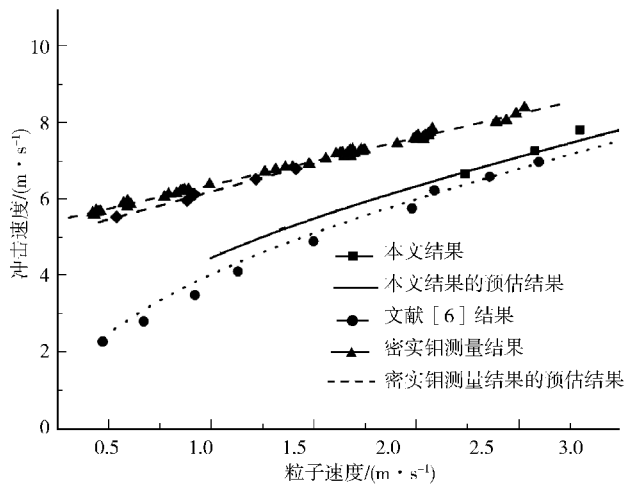


图4 冲击速度-粒子速度关系

Fig. 4 The relations of shock wavevelocity and particle velocity

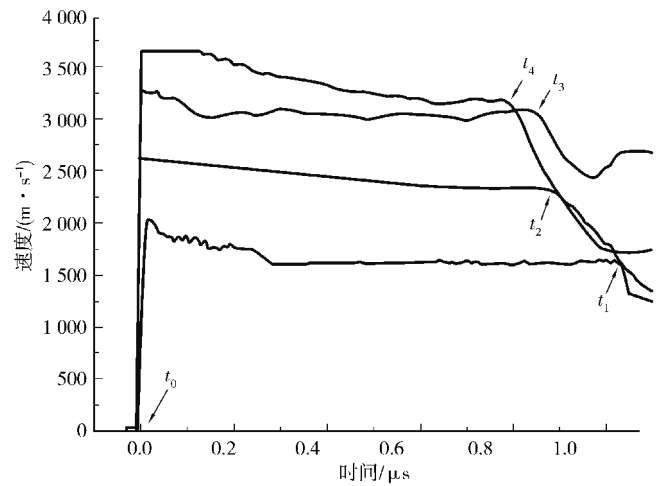


图5 反向撞击粒子速度剖面

Fig. 5 The particle velocity profiles of tin obtained at various impact velocities

了一定程度的损坏,稀疏波来自于样品内部的裂纹。然而当后界面的反射稀疏波到达样品/窗口界面时,仍然能清晰看到明显的卸载;因此能够准确的分辨出卸载时间。分析得到的声速结果列于表2。图6为本研究结果与他人的实验结果对比。测量得到的声速数据补充了在较低压强区间的钼的声速结果。从结果来看,声速并未有拐折

出现,意味着没有相变发生。通过热力学计算,预估多孔钼的冲击熔化压强在140 GPa附近。利用反向撞击LiF窗口,弹速需要在 $7 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 以上。但是在高速下,飞片在发射过程中的损坏程度更大,实验中的准确度难以把握。利用密实材料预加热的方法可能更为准确。

3 结论

本研究利用吴-经方程对初始密度为 $8.58 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 的疏松钼的冲击绝热线进行了预估。在二级轻气炮上,采用反向撞击结合光分析法对疏松钼的声速进行了测量。实验获得了较低压强范围(低于100 GPa)内的新的声速数据,结果表明在低压区并未有相变的发生。利用对称碰撞和非对称碰撞两种不同的方法,对疏松钼的冲击绝热线进行了实验验证。由于材料强度问题,并未能获得冲击熔化的数据,但本文的工作使我们对多孔材料有一些新的认识,对今后从事多孔材料的冲击压缩研究有重要的参考意义。

表2 冲击声速测量结果

Tab. 2 Experimental data from sound velocity measurements

编号	飞片密度/ ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$)	弹速/ ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$)	粒子速度/ ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$)	冲击速度/ ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$)	冲击压强/ GPa	声速/ ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$)
1	8.57	3.04	1.03	4.73	41.7	6.61
2	8.58	4.04	1.34	5.24	60.2	6.93
3	8.57	4.89	1.63	5.84	82.0	7.23
4	8.58	5.45	1.80	6.21	96.1	7.42

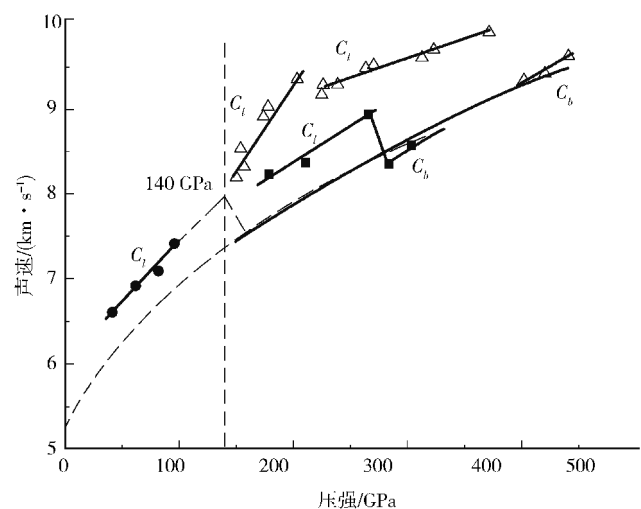
注:空心三角为 Hixson 等人^[13]对密度为 $9.557 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 的多孔钼的测量结果。实线^[13]和虚线^[14]为密实钼体波声速计算值。

图6 多孔钼的声速数据

Fig. 6 Measured sound velocity data for porous Mo

参考文献:

- [1] DUFFY T S, AHRENS T J. Dynamic response of molybdenum shock compressed at 1 400 °C [J]. *Journal of Applied Physics*, 1994, 76: 835.
- [2] DUFFY T S, AHRENS T J. The temperature sensitivity of elastic wave velocity at high pressure: new results for molybdenum [J]. *Geophysical Research Letters*, 1994, 21: 473.
- [3] MILLER G H, AHRENS T J, STPLPER E M. The equation of state of molybdenum at 1 400 °C [J]. *Journal of Applied Physics*, 1988, 63: 4469.
- [4] ZHANG X L, CAI L C, CHEN J, et al. Melting behaviour of Mo by shock wave experiment [J]. *Chinese Physics Letters*, 2008, 25: 2969.
- [5] DUFFY T S, AHRENS T J. Compressional sound velocity, equation of state, and constitutive response of shock-compressed magnesium oxide [J]. *Journal of Geophysical Research*, 1995, 100: 529.
- [6] TRUNIN R F, SIMAKOV G V, SUTULOV Y N, et al. Compression of porous metals in shock waves [J]. *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki*, 1989, 96: 1024
- [7] KRUPNIKOV K K, BAKANOVA A A, BRAZHNİK M I, et al. Investigation of shock compressibility of titanium, molybdenum, tantalum and iron [J]. *Doklady Akademii nauk SSSR*, 1963, 148: 1302.
- [8] MCQUEEN R G, MARSH S P. Equation of state for nineteen metallic elements [J]. *Journal of Applied Physics*, 1960, 31: 1253.
- [9] MCQUEEN R G, MARSH S P, TAYLOR J W, et al. High-velocity impact phenomena [M]. New York: Academic Press, 1970.
- [10] WALSH J M, RICE M H, MCQUEEN R G, et al. Shock-wave compressions of twenty-seven metals equations of state of metals [J]. *Physical Review*, 1957, 108: 196.
- [11] WU Q, JING F Q. Unified thermodynamic equation-of-state for porous materials in a wide pressure range [J]. *Applied Physics Letters*, 1995, 67: 49.
- [12] WU Q, JING F Q. Thermodynamic equation of state and application to Hugoniot predictions for porous materials [J]. *Journal of Applied Physics*, 1996, 80: 4343.
- [13] HIXSON R S, BONESS D A, SHANER J W, et al. Acoustic velocities and phase transitions in molybdenum under strong shock compression [J]. *Physical Review Letters*, 1989, 62: 637.
- [14] HIXSON R S, FRITZ J N. Shock compression of tungsten and molybdenum [J]. *Journal of Applied Physics*, 1992, 71: 1721.

Experimental Study on Sound Velocity of Porous Mo under Pressure

HU Cui¹, ZENG Zhaoyi^{1,2}, NIU Zhenwei², CAI Lingcang²

(1. College of Physics and Electronic Engineering, Chongqing Normal University, Chongqing 401331;

2. Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics Research, Institute of Fluid Physics, Chinese Academy of Engineering Physics, Mianyang Sichuan 621900, China)

Abstract: [Purposes] To investigate the sound velocity of Mo under high pressure. [Methods] It is performed that the shock wave experiments for the porous Mo with an average initial density $8.58 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. The Hugoniot equation of state is calculated by using the Wu-Jing equation. The direct reverse-impact configuration together with the velocity interferometer system for any reflector was utilized to measure longitudinal sound velocities of porous Mo under shock compression. [Findings] Four Hugoniot sound velocity data below 100 GPa were obtained. Meanwhile, we performed three experiments to obtain the Hugoniot data. [Conclusions] Here is no phase's transition of Mo below 100 GPa.

Keywords: shock wave; sound velocity; porous Mo

(责任编辑 许 甲)