

文章编号: 1007-4627(2002)02-0265-04

# 稠密氘和氢氘混合等离子体辐射不透明度的研究\*

陈其峰<sup>1,2</sup>, 蔡灵仓<sup>2</sup>

(1 西北师范大学物理与电子工程学院, 甘肃 兰州 730070;

2 中国工程物理研究院冲击波物理与爆轰物理实验室, 四川绵阳 621900)

**摘要:** 用强平面激波对氘和氢氘等摩尔混合气体进行冲击压缩, 产生密度约为  $3.7 \times 10^{-3} - 7.0 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$  等离子体. 由记录的等离子体发光过程的上升前沿, 确定了氘和氢氘等离子体光谱吸收系数随光学波长变化.

**关键词:** 氢氘等离子体; 辐射不透明度; 冲击压缩

**中图分类号:** O53      **文献标识码:** A

## 1 引言

辐射不透明度理论计算与实验测量在等离子体物理中是一个重要的研究领域. 它对于了解热物质状态和辐射输运是至关重要的; 在核武器设计、研究等离子体特性、惯性(磁)约束聚变(ICF, MCF)、X射线激光以及天体物理等领域中, 凡是研究热稠密物质能量传输与分配时, 都涉及到使用辐射不透明度这一物理参量. 不幸的是, 缺乏光学波长范围等离子体光谱吸收系数的测量数据. 20世纪90年代, Perry等<sup>[1]</sup>用激光加热铝产生等离子体技术对X射线吸收进行了测量; Mostovych等<sup>[2]</sup>对强耦合铝等离子体的351, 527, 1 054 nm吸收进行了测量. Erskine等<sup>[3]</sup>用冲击压缩产生氘等离子体方法测量了其光学波长段的光谱吸收系数. 高精度的辐射不透明度测量, 不仅需要研究测量等离子体的高分辨X射线光谱技术, 而且需要研究精确测定等离子体瞬态高温与密度的技术. 用冲击压缩产生等离子体样品技术具有密度、压力、温度均匀及体积大等优点, 可以精确测量其辐射不透明度, 因为辐射不透明度与该等离子体当时所处密度和温度等热力学状态密切相关. 目前, 从理论上研究较低温度下, 尤其是分子物质的辐射不透明度是一个十分困难的工作, 因此, 从实验上开展测量具有重要的意义.

本工作中, 我们用二级轻气炮加速飞片, 撞击靶板产生冲击波, 压缩气体样品产生等离子体, 从

而可以准确测量冲击波速度, 对产生等离子体的状态可以精确测定, 并用瞬态多通道光学辐射高温计记录等离子体发光历史, 由记录的等离子体发光历史上升前沿确定光谱吸收系数. 我们初步测量了氘和氢氘等摩尔混合两种样品光谱吸收系数, 被测等离子体密度可以通过初始气压与飞片速度控制.

## 2 实验方法和原理

利用二级轻气炮为加载手段, 驱动93钨(4.2Ni2.45Fe0.35CoW)合金飞片以每秒几公里的速度撞击铝基板, 撞击后在铝基板中形成的冲击波进入气体样品中, 对气体样品进行冲击压缩并产生光辐射. 光辐射通过蓝宝石窗口( $\text{Al}_2\text{O}_3$ )和光纤传输到具有时间分辨本领的光学辐射高温计, 从而测量冲击压缩下该气体等离子体样品的光谱辐射亮度历史. 高温计的输出电压信号用Tek602A与HP54540A等数字化示波器记录. 在实验设计中, 应保证在冲击波到达样品/窗口界面的时刻( $t_1$ ), 来自飞片后界面的稀疏波尚未进入气体样品. 实验测量原理如图1所示.

飞片速度测量在计算冲击波速度时至关重要, 本文中的飞片速度的测量是采用磁测速系统来实现. 温度测量是利用辐射高温计, 它是利用光电转换法测量物质辐射能量的一种设备, 其物理基础是Planck平衡热辐射理论. 在平衡热辐射的假定下,

收稿日期: 2002-03-13; 修改日期: 2002-03-25

\* 基金项目: 中国工程物理研究科学院科学技术基金重点项目资助课题(97Z011); 西北师范大学科技创新工程资助课题

作者简介: 陈其峰(1962-), 男(汉族), 甘肃景泰人, 博士, 教授, 从事原子分子、物态方程的研究.

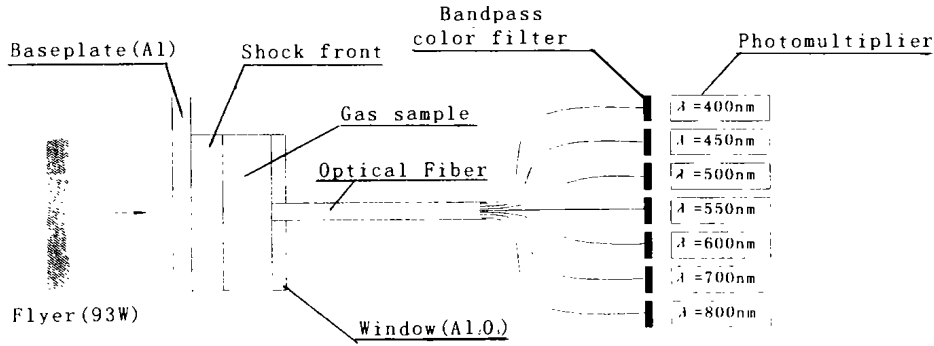


图 1 实验测量原理示意图

高温物质的光谱辐射亮度可用灰体模型描述, 即

$$I_{\text{exp}}(\epsilon, \lambda, T) = \epsilon I_{\text{pl}}(\lambda, T) = \frac{\epsilon C_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(C_2/\lambda T) - 1}, \quad (1)$$

其中  $C_1 = 3.7418 \times 10^{-16} \text{ W} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{sr}^{-1}$ ,  $C_2 = 1.4388 \times 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{K}$ , 分别为 Planck 第一和第二辐射系数,  $\lambda$  是波长,  $T$  是温度,  $\epsilon$  是有效发射率,  $I_{\text{pl}}(\lambda, T)$  为 Planck 函数. 如果同时在若干个波长上测出光谱辐射亮度, 根据(1)式, 采用最小二乘法拟合就可得到辐射温度  $T$  和有效发射率  $\epsilon$  的数据.

当飞片撞击铝基板产生强平面冲击波, 进入样品靶室, 压缩气体样品产生等离子体, 形成圆柱形等离子体层厚度随着时间( $t$ )和冲击波速度( $U_s$ )与粒子速度( $U_p$ )差值( $U_s - U_p$ )线性增加. 等离子体层发出的光谱辐射亮度( $I$ )随时间增长从零达到饱和值( $I_0$ ), 等离子体在观测波长为  $\lambda$  时光谱吸收系数  $\kappa(\lambda)$ , 在忽略基板/样品界面的热辐射、冲击波阵面上的光反射、未压缩层吸收、基板/样品界面上的光反射和样品盒内表面处的光反射等影响, 可以用 Erskine 等<sup>[3]</sup>给出的公式

$$I = I_0(1 - A)(1 + R_1 A) \frac{1}{1 - A^2 R_1^2 R_2^2} \quad (2)$$

来描述, 式中  $A = e^{-\kappa(\lambda) \rho_0 D \Delta t}$ ,  $R_1$  和  $R_2$  分别代表样品盒左内表面(即基板表面)和右内表面的反射率. 实验前, 我们将样品盒右内表面(即窗口除通光口之外的内表面)涂黑, 所以可以设  $R_2 = 0$ , 这时, (2)式可以进一步简化为

$$I = I_0(1 - A(1 + R_1 A)), \quad (3)$$

$$A = e^{-\kappa(\lambda) \rho_0 D \Delta t}. \quad (4)$$

数据处理时, 将从上两式直接计算该波长通道的

$R_1$ (以后简记为  $R$ )和辐射不透明度  $\kappa(\lambda)$ . 等离子体发光通过光纤进入 7 个光电倍增管, 在每个光电倍增管前装有观测波长滤波(波长从 450 到 800 nm)片, 光电倍增管输出通过数字化示波器每间隔 2 ns 采集一个数据点. 图 2 给出了波长为 650 nm

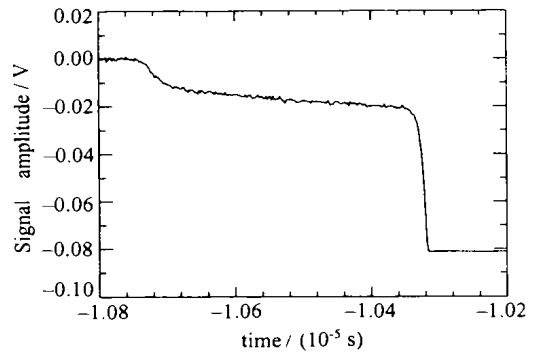


图 2 氢氦等摩尔混合等离子体光谱辐射亮度历史记录波形

通道氢氦等摩尔混合等离子体光辐射亮度记录信号. 从图中可以看出, 冲击波进入样品后, 输出信号上升直到近似达到稳定值; 当到达窗口时, 冲击波被反射再次压缩等离子体样品, 使输出信号再次增大, 这样由信号波形可以准确测定冲击波进入样品到达窗口的时间. 由于靶室厚度已知, 所以冲击波速度可以准确测定, 再由冲击波速度、初始密度、飞片速度等结合冲击波动量与能量守恒确定等离子体压力与密度. 等离子体温度由辐射高温计标定值与测量值通过灰体辐射模型拟合得到.

### 3 数据处理与测量结果

取冲击波到达基板/气体样品界面的时刻为  $t_0 = 0$ , 在光谱辐射亮度历史记录上升时间区段内, 任意读取  $n$  个时刻  $t_n$  的信号幅度值, 设第  $i$  点的幅度  $I_i(\lambda, \Delta t_i)$  为

$$I_i(\lambda, \Delta t_i) = I_0(1 + R(\lambda)A_i)(1 - A_i), \quad (5)$$

$$A_i = e^{-\kappa D \rho_0 \Delta t_i}, \quad (6)$$

式中  $\Delta t_i = t_i - t_0$ . 为了便于计算, 令  $F_i = I_i/I_0$ , 上式改写为

$$F_i(R, A_i) = \frac{I_i(\lambda, \Delta t_i)}{I_0} = (1 - A_i)(1 + A_i R(\lambda)), \quad (7)$$

$I_0$  为对应于“平台”的光谱辐射亮度值. 计算时, 从某一波长记录通道测得的光谱辐射亮度历史的示波器记录上不难读出其“平台”值, 然后再从其上升过程区段上取  $n$  个点, 读取其所对应的  $t_i$  ( $\Delta t_i = t_i - t_0$ ) 及  $I_i$ , 则  $n$  个点残差方程可以写为

$$1 - \frac{(1 - A_i)(1 + A_i R)}{F_i} = \epsilon_i. \quad (8)$$

根据最小二乘法原理, 吸收系数  $\kappa$  和反应率  $R$  的最优拟合值应该在

$$\sum \epsilon_i^2 = \text{最小} \quad (9)$$

的条件下确定, 即由下列两个方程式确定:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \sum \epsilon_i^2}{\partial \kappa} &= 0 \\ \frac{\partial \sum \epsilon_i^2}{\partial R} &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (10)$$

将(8)式代入(10)式, 求偏导数后得:

$$\left. \begin{aligned} R \sum_i A_i^2 (1 - A_i)^2 - \sum_i F_i (A_i - A_i^2) + \\ \sum_i (1 - A_i)^2 A_i &= 0 \\ \sum_i t_i F_i A_i (1 - R + 2RA_i) - \sum_i t_i A_i (1 + RA_i) \cdot \\ (1 - A_i)(1 - R + 2RA_i) &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (11)$$

解非线性方程组(11), 即可求出反射率  $R$  和吸收系数  $\kappa$  的最优概值. 测量结果如表 1—2 所示.

表 1 冲击压缩氦气光谱吸收系数  $\kappa(\lambda)$  实验数据\*

$T_H/(K)$	$\rho_H(\times 10^{-3}) / (g \cdot cm^{-3})$	$\lambda/nm$	$10^4 cm^2/g$						
			800	700	600	550	500	450	400
4 152±261	4. 886	$\kappa(\lambda)$	1. 34	0. 938	1. 01	1. 06	0. 805	1. 11	0. 457
		$\pm \Delta\kappa$	±0. 44	±0. 027	±0. 31	±0. 33	±0. 025	±0. 29	±0. 019
4 510±276	5. 768	$\kappa(\lambda)$	3. 42	2. 72	3. 20	1. 13	0. 622	1. 26	2. 84
		$\pm \Delta\kappa$	±0. 57	±0. 48	±0. 52	±0. 32	±0. 083	±0. 33	±0. 45

\* 初始密度  $\rho_0 = 9.951 \times 10^{-4} g/cm^3$ .

表 2 冲击压缩氢氦气等摩托车尔混合气体光谱吸收系数  $\kappa(\lambda)$  实验数据\*

$T_H/(K)$	$\rho_H(\times 10^{-3}) / (g \cdot cm^{-3})$	$\lambda/nm$	$10^4 cm^2/g$						
			800	700	600	550	500	400	
3 380±296 <sup>a</sup>	6. 998	$\kappa(\lambda)$	0. 195	0. 236	0. 698	0. 278	0. 526	0. 171	
		$\pm \Delta\kappa$	±0. 033	±0. 042	±0. 065	±0. 046	±0. 053	±0. 028	
3 622±285 <sup>a</sup>	6. 383	$\kappa(\lambda)$	0. 676	0. 307	0. 879	0. 119	0. 815	0. 815	
		$\pm \Delta\kappa$	±0. 062	±0. 028	±0. 077	±0. 023	±0. 068	±0. 027	
3 701±329 <sup>a</sup>	5. 720	$\kappa(\lambda)$	0. 895	0. 362	0. 995	0. 607		1. 067	
		$\pm \Delta\kappa$	±0. 063	±0. 034	±0. 067	±0. 028		±0. 075	
3 389±220 <sup>b</sup>	3. 749	$\kappa(\lambda)$	1. 169	1. 334	1. 212	1. 312	1. 662	1. 359	
		$\pm \Delta\kappa$	±0. 027	±0. 025	±0. 028	±0. 031	±0. 035	±0. 033	
3 654±259 <sup>b</sup>	4. 081	$\kappa(\lambda)$	1. 539	1. 732	0. 914	1. 908	1. 288	0. 520	
		$\pm \Delta\kappa$	±0. 031	±0. 035	±0. 023	±0. 037	±0. 026	±0. 015	
3 933±271 <sup>b</sup>	4. 323	$\kappa(\lambda)$	0. 823	0. 828	1. 03	0. 746	0. 734	0. 691	
		$\pm \Delta\kappa$	±0. 017	±0. 017	±0. 26	±0. 015	±0. 016	±0. 020	

\* a 和 b 的初始密度  $\rho_0$  分别为  $9.951 \times 10^{-4}$  和  $6.663 \times 10^{-4} g/cm^3$ .

## 4 总结

我们已初步测量了波长为 400—800 nm 冲击压缩产生氩等离子体和氢氩等摩尔混合等离子体光谱吸收系数. 等离子体密度从  $3.7 \times 10^{-3}$ — $7.0 \times 10^{-3}$  g/cm<sup>3</sup> 范围, 温度 3 380—4 500 K. 以及冲击后铝基板表面光反射率( $R$ ).  $R$  基本不随波长及冲击压力的影响, 大致为一常数, 约在 0.34—0.41 之间. 这一测量结果与 Erskine<sup>[3]</sup> 的结果基本一致, 而 Erskine 在实验数据处理中将  $R$  取为约 0.3<sup>[4]</sup>, 又在文献[5]中说用专门实验测得  $R \approx 0.4$ , 但均未见具体实验测量报道. 这个数据与未受冲击作用前的  $R \approx$

0.81—0.85 相比较<sup>[4]</sup>, 大致降低了一半. 显见, 本文提出的确定冲击后基板表面光反射率的方法要合理一些, 因而  $\kappa(\lambda)$  的确定也会合理一些. 氩气及氢氩等摩尔混合气体的光谱吸收系数  $\kappa(\lambda)$  表现出随压力和波长变化有一定的规律, 但对它的理论解释目前尚未完成, 希望得到这方面理论工作者的完善.

利用冲击压缩技术产生等离子体具有体积大、密度、温度和压力均匀和等离子体状态容易控制等特点, 并可以通过改变滤波片获得更广波长段光谱吸收系数.

## 参 考 文 献:

- [1] Perry T S, Davison S J, Serduke F J D. Opacity Measurements in a Hot Dense Medium [J]. *Phys Rev Lett*, 1991, **67** (27): 3 784.
- [2] Mostovych A N, Chan L Y, Kearney K J. Opacity of Dense, Cold, and Strangely Coupled Plasmas [J]. *Phys Rev Lett*, 1995, **75**(8): 1 530.
- [3] Erskine D, Rozsnyai B, Ross M. Measuring Opacity of Shock Generated Argon Plasmas [J]. *J Quant Spectrosc Radia Transfer*, 1994, **51**(1/2): 97.
- [4] Chen Qifeng. Studies on Equation of State and Opacity of H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub>, and Their Mixtures [D]. Beijing: The Graduate School of China Academy of Engineering Physics, 2000, 19.
- [5] Erskine D. Measuring Opacity of Shock Generated Argon Plasmas [C]. In: Schmidt S C, Shaner J W, Samara G A, *et al.* ed. *America Institute Physics Conference Proceeding, Part 1*, 1994, 125.

# Opacity Study on Dense D<sub>2</sub>, Mixtures of Hydrogen and Deuterium Plasma Generated by Shock Compression\*

CHEN Qi-feng<sup>1,2</sup> CAI Ling-cang<sup>2</sup>

(1 *College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China;*  
2 *Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics Research, Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyan 621900, China* )

**Abstract:** Plasma is generated by passage of strong planar shock wave through gas. Initial experiments in deuterium and equal mol mixture of hydrogen and deuterium have been performed to produce plasma with  $3.7 \times 10^{-3}$ — $7.0 \times 10^{-3}$  g/cm<sup>3</sup> density. The variation of the opacity of the plasma with wavelength is measured by recording the risetime of the emitted light.

**Key words:** hydrogen and deuterium plasma; opacity; shock compression

\* **Foundation item:** The Science and Technology Foundation of China Academy of Engineering Physics (97Z0111); the Creation Engineering of Science and Technology Foundation of Northwest Normal University