

激光辐照 HgCdTe 所产生的等离子体特性

满宝元 王象泰

(山东师范大学物理系 济南 250014)

官文栋

(山东教育学院 济南 250013)

提要 脉冲激光束辐照处于不同背景气压的 HgCdTe 表面,用时间和空间分辨诊断技术探测了等离子体的发射谱,根据连续辐射的形状用普朗克公式估测了等离子体的温度,并根据获得的飞行时间谱,测量了等离子体的出射速度,结合实验结果,对等离子体的特性进行了讨论。

关键词 激光等离子体,飞行时间谱,喷射速度

目前,由于高功率短脉冲激光的使用,使激光与物质相互作用领域获得了大量的新内容和新现象,有许多新的问题有待解决。对于激光与 HgCdTe 材料相互作用的研究,目前主要是围绕激光退火工艺开展的^[1-3]。对于激光辐照 HgCdTe 产生的等离子体的特性和传输过程的研究还很少见。等离子体特性和传输过程的研究不仅对深入了解激光与物质相互作用机制是必需的,而且在实际应用中更为重要,尤其采用激光淀积技术(PLD)制备薄膜材料(如超导材料),制备的薄膜质量将受到激光溅射物的空间分布和飞行速度等参量的重要影响。

等离子体的传输速度和空间分布除了与激光及材料的特性有关外,还将受到背景气压的严重影响^[4,5]。本文采用脉冲激光束辐照处于不同背景气压的 HgCdTe 材料表面,用时间和空间分辨诊断技术探测了等离子体的发射谱,获得了有关原子和离子的飞行时间谱,测量了等离子体的温度和传输速度。结合实验结果,对等离子体的有关特性进行了讨论。

1 实验装置与方法

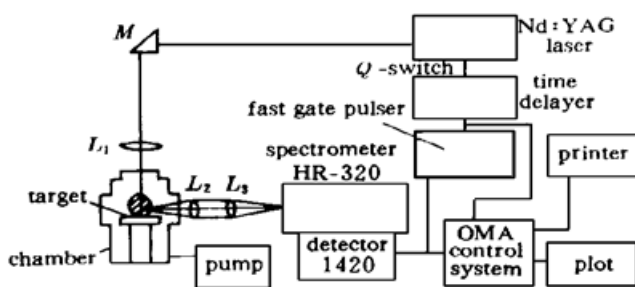


图 1 实验装置

Fig. 1 Schematic of the Experimental system

实验装置如图 1 所示,作者在文献[6]中对实验装置和方法已详细地描述过。本实验的不同之处在于,样品置于被抽成真空的杜瓦瓶中,实验是在不同的背景气压下进行的。由 Nd:YAG 激光器发出 $1.06 \mu\text{m}$, 10 ns 的脉冲激光束经棱镜 M 由透镜 L_1 会聚在 HgCdTe 的表面上。由激光器输出的 Q 开关同步脉冲信号触发快速脉冲延迟器,经延迟后的信号同时触发脉宽为 5 ns 的快速脉冲发生器和光学多道分析仪(OMA)。快速

* 国家自然科学基金资助项目。

脉冲发生器发出-200 V 的高压脉冲使 OMA 的光电探头选通 5 ns 的曝光时间。通过调节延迟器的时间延迟, 从而可获得高分辨率的时间分辨谱。在激光束的垂直方向上, 放置一由两柱面透镜 L_2 和 L_3 组成的透镜组, 将距靶一定距离处的等离子体辐射等大地成像在谱仪(HR-320)的狭缝处, 经谱仪的光栅色散后被探头接收。整个杜瓦瓶(连同 HgCdTe 样品)和透镜分别固定在两个二维可调的平台上, 在垂直于靶面的方向上同步调节杜瓦瓶(即调节 HgCdTe 表面)和会聚透镜 L_1 的位置, 可摄取离靶面不同距离的空间分辨谱。实验前, 用 Hg 灯、Ne 灯以及光强度标准光源对波长和强度进行定标。

2 实验结果及分析

2.1 等离子体演化谱的观察

图 2 为大气环境下激光辐照 HgCdTe 表面所产生的等离子体在 100 ns 内的时间演化谱, 激光脉冲的能量为 39 mJ, 对应的功率密度为 $1.7 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$, 该谱是在距 HgCdTe 靶面 0.5 mm 处观察到的, 其波长范围为 410~590 nm。从图中可看到, 激光辐照 HgCdTe 后的 10 ns 内即已产生很强的连续谱, 并随时间很快地减小。由于连续谱主要产生于自由电子与原子、离子之间的碰撞以及自由电子与离子的复合^[7,8], 因而可推知, 被烧蚀的 HgCdTe 表面附近存在着大量的自由电子、原子和离子, 这说明在 10 ns 之前等离子体已经形成。在连续谱形成的初期即可观察到, 在波长为 463.06 nm 和 500.1 nm 的位置有两条很宽的谱线叠加在连续谱上, 这两条谱线都是由 N^+ 离子产生的。 N^+ 离子谱线的存在说明除了 HgCdTe 等离子体外, 空气也参与了激光与 HgCdTe 的相互作用过程。当背景气压降低时, 由于空气密度的减小, N^+ 离子谱线的强度明显减弱, 当气压降为 5 Pa 时, N^+ 离子谱线的强度已小得难以观察到。连续谱也随着气压的降低而减弱。

随着连续谱的减小, 被激发的 Hg, Cd 和 Te 原子的发射谱逐渐开始出现。图 3 (a) 和 (b) 分别对应气压为大气压和 5 Pa 下在距靶面 0.5 mm 处得到的 HgI 435.8 nm 谱线。从此图可知, 在原子谱出现的初期, 由于等离子体内的很高压强造成了明显的谱线加宽和频移。谱线增宽和频移随着时间很快减小, 并随气压的降低明显地减小。

2.2 等离子体温度的估测

由上述分析可知, 连续谱主要来源于等离子体的辐射。在等离子体形成的初期, 其辐射可以近似看成绝对黑体辐射^[9]。据此我们提出了用连续谱估测等离子体温度的方法。其方法是根据图 2 所得到的连续谱形状用普朗克黑体辐射公式即可求出等离子体的辐射温度。图 4 为在大气压下得到的 HgCdTe 等离子体的温度在不同位置随时间的变化情况。这是在激光功率密度为 $1.7 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ 得到的。从图中可知, 当激光结束后, 等离子体的温度高达两万多度, 但

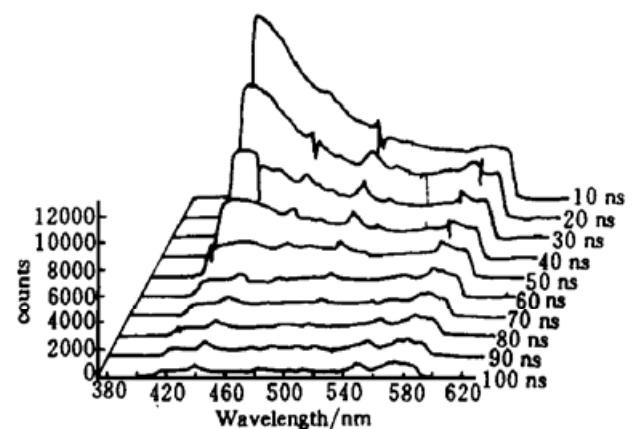


图 2 在大气中在距靶面 0.5 mm 处得到的等离子体的时间演化谱

Fig. 2 The temporal evolution of the plasma emission. The experiment was done in atmosphere

随着时间急剧下降,在延迟为 50 ns 时已降至四千多度,在这以后,温度减小变慢。实际上,在

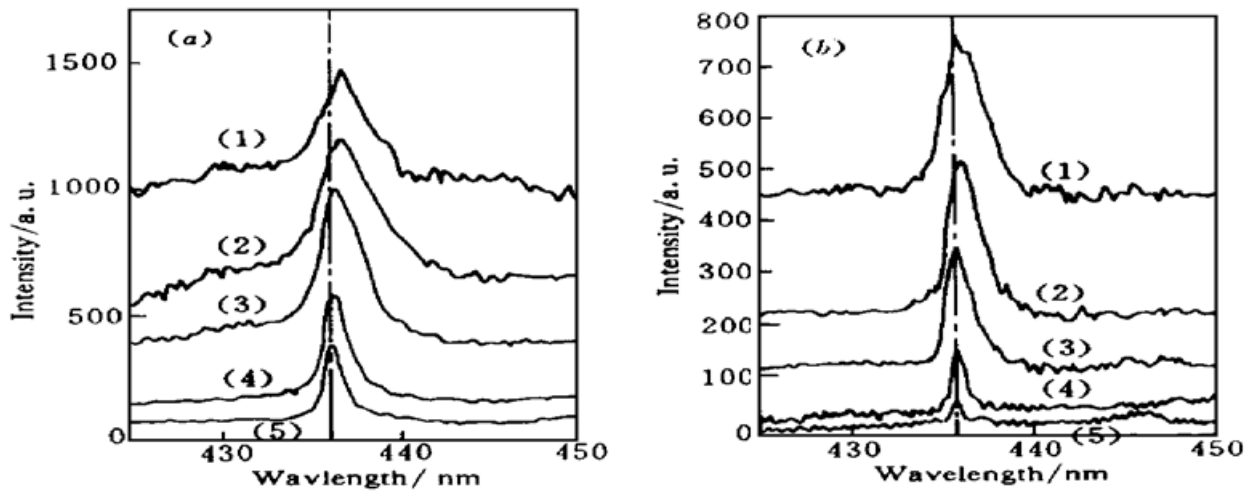


图 3 Hg 原子的发射谱随时间的演化。延迟时间分别为(1) 60 ns, (2) 80 ns, (3) 100 ns, (4) 150 ns, (5) 200 ns, 对应的气压为 (a) 1 atm, (b) 5 Pa

Fig. 3 The emission intensity of Hg atoms versus time, the time delays are (1) 60 ns, (2) 80 ns, (3) 100 ns, (4) 150 ns, and (5) 200 ns, respectively, the pressures are (a) 1 atm and (b) 5 Pa

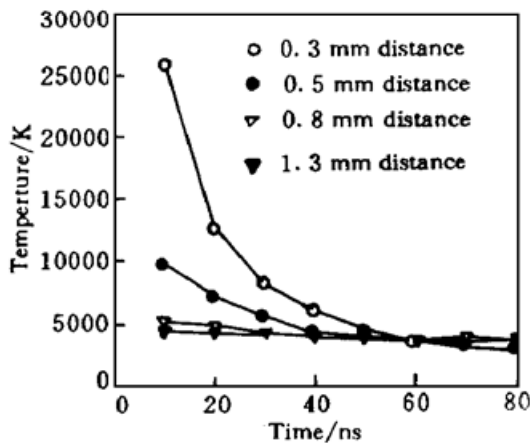


图 4 大气压下得到的等离子体温度随时间和空间位置的变化关系

Fig. 4 The plasma temperature versus time and distance at 1 atm

等离子体膨胀的后期,辐射不能再作为黑体辐射来处理,也就是说,只有在等离子体爆轰及膨胀的初期,用此方法计算的温度是有效的。当背景气压降低时,等离子体的温度略有减小。另外,等离子体的温度随着距靶面距离的增大很快地下降。在三种气压下均得到,等离子体温度的最大值并不处于 HgCdTe 的表面位置,而是在距靶面一定距离处。我们还研究了等离子体的温度与激光能量的关系,结果表明,等离子体的温度随激光能量的增加而增大。

2.3 时间飞行谱的观察及分析

图 5 是在三种气压下测得的激发 Hg 原子 435.8 nm 谱线的强度随延迟时间和空间位置的变化。由于谱线强度主要依赖于激发态原子的密度,故该结果给出了喷射的 HgCdTe 等离子体中激发态 Hg 原子的

时间和空间分辨的信息。这些谱均是在功率密度为 $1.7 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ 的脉冲激光照射 HgCdTe 靶得到的。信号的大小是从积分 HgI 435.8 nm 谱线下的面积得到的。通过比较不同气压以及不同位置的强度分布,可总结出以下几方面的特点:

(1) Hg 原子对应该谱线的激发态寿命只有 55 ns, 这个时间比谱的持续时间短得多,由此可推知, Hg 原子在向激光源方向飞行的过程中是一个不断被激发的过程。随着气压的降低,激发态 Hg 原子谱的持续时间逐渐变短,其原因在于,气压越高,空气对等离子体的空间约束越强,从而使等离子体能较长时间地处于高温和高密度状态,导致激发态 Hg 原子的辐射时间变长,辐射强度变大。

(2) 尽管上面提到,由于大气对等离子体的约束,使 Hg 原子的辐射变强,但是,空气对等

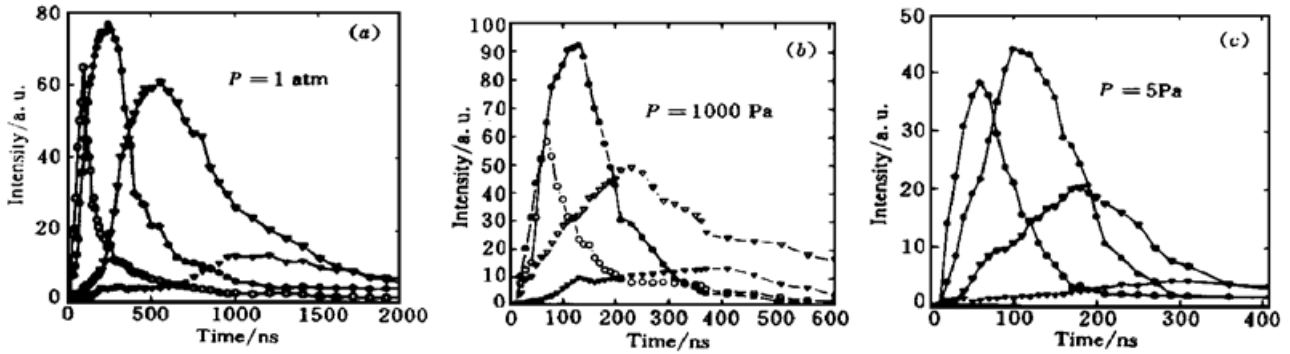


图5 不同气压下测得的 HgI 435.8 nm 谱线的强度随延迟时间的变化

对应的观察位置分别表示为○: 0.5 mm; ●: 1.0 mm; ▽: 1.5 mm; ▼: 2.0 mm

Fig. 5 The emission intensity of the HgI 435.8 nm line versus time at different pressures.

The observed positions are ○: 0.5 mm; ●: 1.0 mm; ▽: 1.5 mm; ▼: 2.0 mm

离子体太强的约束又会带来等离子体对激光能量的强烈吸收,使到达 HgCdTe 靶上的激光能量大大降低,造成蒸发物减少,这又会减少激发的 Hg 原子数目,从而使 Hg 原子辐射强度减弱。因此,强的辐射谱只有在合适的背景气压下才能得到。图5中,在气压为 1000 Pa 的情况下得到的辐射峰值最大。

(3) 随着观测处距靶面距离的增加,谱强度的分布越来越宽。这是由于等离子体在向激光源方向飞行过程中其体积不断增大、原子分布不断扩大的缘故。

2.4 HgCdTe 等离子体粒子速度的测量

图5中,在每一观察位置所获得的谱分布最大值所对应的时间延迟即为粒子分布的最大值到达此位置所需要的时间。现用相邻两位置所对应的时间之差去除这两位置间的距离,就得到了该两点间的平均速度。我们把这个速度近似看成该两位置中间处的速度。计算的所有结果列在表1中。

表1 HgCdTe 等离子体粒子的出射速度(m/s)

Table 1 The velocities of the particles in a HgCdTe plasma (m/s)

spectral lines	pressures	0.75 mm	1.25 mm	1.75 mm	2.25 mm
HgI 435.8 nm	1 atm	5.00×10^3	2.50×10^3	1.28×10^3	9.09×10^2
	1000 Pa	1.25×10^4	1.00×10^4	8.33×10^3	6.25×10^3
	5 Pa	1.25×10^4	1.11×10^4	9.09×10^3	8.33×10^3
CdI 467.8 nm	1 atm	5.56×10^3	2.63×10^3	1.28×10^3	9.09×10^2
	1000 Pa	1.25×10^4	1.25×10^4	8.62×10^3	7.14×10^3
	5 Pa	1.67×10^4	1.25×10^4	1.00×10^4	9.09×10^3

通过比较 Hg 和 Cd 原子的速度相差不大,但在某些位置求得的 Cd 原子的速度略大于 Hg 原子的。在获得同样能量的情况下,原子的速度与其质量的平方根成反比,由于 Hg 原子的质量比 Cd 原子的大,因此其速度比 Cd 原子的小是合理的。

通过比较在同一位置不同气压下测得的激发原子的速度可知,当背景气压降低时,粒子的速度增大,尤其在气压由大气压降到 1000 Pa 时,粒子的速度增加了很多,但当气压降得较低时,速度随气压的变化相对来说要小一些。另外,还研究了激光能量对粒子速度的影响。结果显示,激光能量对粒子的速度影响不大,当激光能量增加时,粒子的速度在某些测量点上略有

增大。在 5 Pa 气压下激光对粒子速度的影响比在大气压下要稍微明显一些。

3 结 论

在不同背景气压下,用激光功率密度为 $1.7 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ 的脉冲激光照射 HgCdTe 靶面,在离靶面不同距离观察和分析了等离子体的发射谱。由发射谱可推知,激光辐照 HgCdTe 后的 10 ns 内即已产生等离子体。用连续谱估测了等离子体在爆轰初期的等离子体温度,结果表明,等离子体温度随着时间快速降低,等离子体温度的最大值并不处于 HgCdTe 表面位置,而是在距靶面一定距离处。另外,等离子体温度随激光能量的增大而增高。由获得的飞行时间谱得到了粒子的速度。结果表明,粒子速度随着时间和距靶面的距离的增加而减小,气压越高,减小得越快。在相同的实验条件下,质量大的原子获得的速度小。

参 考 文 献

- 1 G. Bahir, R. Kalish. CW CO₂ and ruby laser annealing of ion-implanted Hg_{1-x}Cd_xTe. *Appl. Phys. Lett.*, 1981, **39**(9) : 730~ 732
- 2 K. C. Dimiduk, W. G. Opyd, J. F. Gibbons *et al.*. Annealing of Hg_{1-x}Cd_xTe · Hg loss rates and annealing of ion implantation damage. *J. Vac. Sci. Technol.*, 1983, **A1**(3) : 1661~ 1665
- 3 C. N. Afonso, M. Afonso, J. L. H. Neira *et al.*. Pulsed laser induced effects on the HgCdTe surface. *J. Vac. Sci. Technol.*, 1989, **A7**(6) : 3256~ 3264
- 4 Yasuo Iida. Effects of atmosphere on laser vaporization and excitation processes of solid sample. *Spectrochimica Acta*, 1990, **45B**(12) : 1353~ 1367
- 5 Y.-H. Lee, T. L. Thiem, G.-H. Kim *et al.*. Interaction of an excimer-laser beam with metals. Part I: The effect of a controlled atmosphere in laser-ablated plasma emission. *Appl. Spectroscopy*, 1992, **46**(11) : 1597~ 1604
- 6 Man Baoyuan, Wang Xiangtai, Hu Xierong *et al.*. Emission spectrum analysis of laser ablation on the metal surface. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1997, **17**(2) : 161~ 165 (in Chinese)
- 7 G. Bekefi. Principles of Laser Plasma. New York : John Wiley & Sons, 1976, 549~ 642
- 8 H. R. Griem. Plasma Spectroscopy. New York : McGraw-Hill, 1964, 105~ 107
- 9 D. W. Gregg, S. J. Thomas. Plasma temperatures generated by focused laser giant pulses. *J. Appl. Phys.*, 1967, **38**(4) : 1729~ 1731

The Plasma Properties of Laser-ablated HgCdTe

Man Baoyuan Wang Xiangtai

(Department of Physics, Shandong Normal University, Jinan 250014)

Guan Wenli

(Shandong Education College, Jinan 250013)

Abstract A pulsed laser was used to irradiate the surface of a HgCdTe target, and a time- and space-resolved diagnostic technique was used to detect the emission spectrum from the plasma. The ejected velocity of the plasma was measured by using obtained time-of-flight curves. According to the shape of the continuum, the plasma temperature was calculated using the Plank's formula. On the basis of the experimental results, the properties of the HgCdTe plasma were discussed.

Key words laser plasma, time-of-flight spectrum, ejected velocity