

基于 Abel 逆变换的激光诱导等离子体辐射特性研究

王静鸽, 李贺贺, 李新忠, 张利平, 李小龙

河南科技大学物理工程学院, 河南 洛阳 471023

摘要 激光诱导击穿光谱(LIBS)作为一种新型的物质成分测量方法已经在越来越多的领域得到广泛应用,但是与传统的分析方法相比,LIBS技术的分析性能还需进一步提高。LIBS技术的理论基础是激光诱导等离子体,从物理机理上研究等离子体特性,对LIBS系统实验参数的优化具有指导作用,也为提高LIBS技术的检测能力奠定理论基础。激光诱导等离子体是一个与空间相关的非稳态辐射源,空间分辨光谱测量是探究等离子体物理特性的重要手段之一。为研究激光诱导等离子体的辐射特性,采用1064 nm的Nd:YAG调Q固体激光器烧蚀合金钢样品产生等离子体,利用空间分辨装置测量二维空间的等离子体辐射光谱信号,通过分析可知实验采集的光谱信号是信号探测器测量路径上的积分光谱强度,由此计算得到的等离子体参数也是观测路径上的平均值。为了深入研究等离子体由内层到外层的辐射规律,首先测量得到等离子体路径积分光谱强度的横向空间分布,然后以等离子体为光学薄和圆柱对称的前提条件,采用三次样条函数算法对路径积分光谱强度进行Abel逆变换,反演得到等离子体由内层到外层谱线辐射率的径向空间分布。选取等离子体辐射光谱中的原子谱线Fe I: 374.55 nm和Mn I: 403.08 nm为研究对象,分析等离子体辐射光谱的空间分布特征,研究结果表明,等离子体辐射路径积分光谱强度的横向分布呈现出中心位置强度大边缘位置强度小的特征,这是由于等离子体膨胀扩张的结果引起的;通过Abel逆变换得到等离子体光谱辐射率的径向分布,结果表明等离子体由内层到外层谱线的辐射率经过了先增加后减小的变化规律,等离子体中心处出现辐射率的极小值,造成这种现象的主要原因是由于等离子体辐射源中心区域具有较低电子密度;选取等离子体辐射光谱中Fe元素的11条原子谱线,采用Boltzman法分别由谱线相应的积分光谱强度和辐射率计算等离子体温度,得到等离子体温度的横向空间和径向空间的二维分布,两者具有类似的变化规律;由等离子体温度的横向空间分布可以看出,随着离样品表面距离的增加,等离子体温度呈现单调减小的趋势,等离子体中心到边缘区域等离子体温度逐渐降低,这是由等离子体膨胀扩张以及与环境气体相互作用共同的结果;由等离子体温度的径向空间分布可以看出等离子体由内层到外层等离子体温度逐渐降低,这是由于等离子体膨胀扩张冷却引起的。由此可见,采用Abel逆变换能够实现等离子体由内层到外层的辐射特性分析,为深入理解等离子体产生和演变的物理机理提供实验依据,从而为提高激光诱导击穿光谱技术的分析性能奠定理论基础。

关键词 激光诱导等离子体; 空间分布; Abel 逆变换

中图分类号: O433.4 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3964/j.issn.1000-0593(2019)01-0250-07

引言

得益于激光器的发展,以激光作为激发源的激光诱导击穿光谱逐渐发展成为一种新型的原子发射光谱分析技术。由于激光诱导击穿光谱(laser-induced breakdown spectroscopy, LIBS)技术具有简便、快速,无须繁琐的样品预处理、能实现多元素同时测定和远程分析等优点,已经被广泛应用于工业

过程控制^[1-3]、环境污染检测^[4-6]、农产品检测^[7-8]、空间勘探^[9]等领域。但是与传统的光谱分析方法相比,LIBS在信号稳定性和重复性、定量分析精度等方面都还有很大差距,如何进一步提高LIBS技术的分析性能已经成为目前研究的主要方向。

LIBS技术的物理基础是激光诱导等离子体,它是一个与时间和空间相关的非稳态辐射源,且等离子体的特性依赖于实验系统的诸多参数,从物理机理上深入的研究等离子体

收稿日期: 2017-12-25, 修订日期: 2018-04-30

基金项目: 国家自然科学基金青年基金项目(11504091)资助

作者简介: 王静鸽,女,1987年生,河南科技大学物理工程学院讲师

e-mail: wangjingge1987@126.com

特性,有助于优化实验系统中的关键参数,为提高 LIBS 技术的检测能力奠定理论基础。为了探究等离子体的物理特性,国内外很多研究组采用空间分辨光谱的测量方法来研究等离子体光谱参数的空间演变。然而多数空间分辨研究是对等离子体光谱的二维空间分布进行测量,实验获取的光谱信号是探测器测量路径上等离子体辐射强度总和,由此计算得到的等离子体参数也是观测路径上的平均,这些研究结果不能反映出等离子体内部的辐射特性^[10-11]。

实际上,激光诱导等离子体是一个在三维空间内非均匀的光源,为了深入了解等离子体的辐射特性,有必要获取观测路径上各个区域的等离子体参数分布,从而探究等离子体的三维空间分布。本文基于 Abel 逆变换的方法从测量得到的路径积分光谱强度值来反演测量路径上某一点上的辐射率,进而研究等离子体由内到外不同壳层区域的等离子体光谱参数分布。

1 Abel 逆变换

假定等离子体辐射源是一个以入射激光方向(z 轴)为对称轴的圆柱对称体,且满足光学薄。可知,其横截面与 $x-y$ 平面平行,实验中探测器沿 y 方向逐点移动,将等离子体 y 方向的尺寸划分为若干等份,分别测量每个小区域的光谱强度,可以得到等离子体辐射源谱线强度的横向(Transverse)分布 $I(y)$,它是沿 x 方向的强度积分,如图 1(a)所示。为了探究等离子体不同区域的辐射特性,将直角坐标系 x, y, z 转换成圆柱坐标系 r, θ, z ,这样将等离子体分为若干层,如图 1(b)假定每一层上具有相同的辐射率,用 $E(r)$ 表示辐射率的径向(Radial)分布。

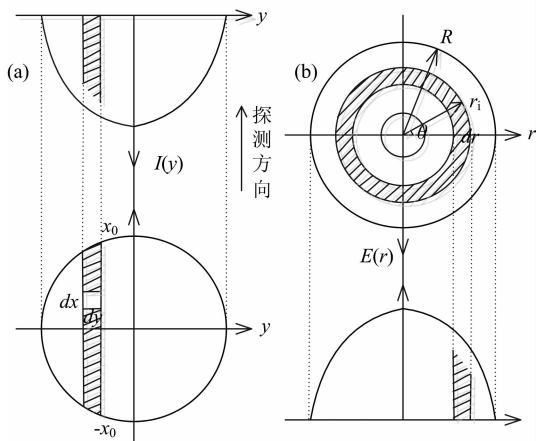


图 1 等离子体辐射源强度的横向分布与辐射率径向分布示意图

(a): 强度横向分布; (b): 辐射率径向分布

Fig. 1 Schematic diagram of transverse intensity and radial emissivity of plasma source

(a): Transverse intensity; (b): Radial emissivity

Abel 逆变换的目的是把以 y 为自变量的横向强度分布 $I(y)$ 转化为以 r 为自变量的径向辐射率分布 $E(r)$ ^[12-13]。探测

器测得的 $I(y)$ 与等离子体每一层的辐射率 $E(r)$ 可以通过式(1)联系起来

$$I(y) = \int_{-\infty}^{\infty} E(r) dx \tag{1}$$

设等离子体的最大边界尺寸为 R , 将式(1)转换为极坐标形式可以得到

$$I(y) = \int_y^R \frac{E(r) r dr}{(r^2 - y^2)^{1/2}} \tag{2}$$

式(2)就是 Abel 变换。若从测量得到的 $I(y)$ 来求 $E(r)$ 为 Abel 逆变换过程,通过变化得到

$$E(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{I'(y) dy}{(y^2 - r^2)^{1/2}} \tag{3}$$

直接求解该方程存在两个问题:(1)实验测得的 $I(y)$ 往往包含有随机噪声,很难准确的获得 $I(y)$ 的一阶微分 $I'(y)$; (2)式(3)的积分中,当 y 等于 r 时,存在奇点。可见直接从测量得到的横向强度分布 $I(y)$ 来获取径向辐射率分布 $E(r)$ 是很困难的。通常采用一些数值变换的方法避开这两个缺陷,由于三次样条函数法较容易实现,且计算精度也较高,另外对取样点的数量限制较小,还可以针对不等间距的采样点数据进行计算,因此本文在进行 Abel 逆变换时采用三次样条函数算法。

三次样条函数法将实验采集得到的两个相邻数据点 $(y_i, I_i), (y_{i+1}, I_{i+1})$ 之间用三次多项式近似,即

$$I_i(y) = a_i + b_i y + c_i y^2 + d_i y^3 \tag{4}$$

则可以得到一阶微分

$$I'_i(y) = b_i + 2c_i y + 3d_i y^2 \tag{5}$$

将式(5)代入式(3)得到 Abel 逆变换形式为

$$E(r) = -\frac{1}{\pi} \sum_i \int_{y_i}^{y_{i+1}} \frac{I'_i(y) dy}{(y^2 - r^2)^{1/2}} = -\frac{1}{\pi} \sum_i \left[b_i \ln \frac{y_{i+1} + \omega_{i+1}}{y_i + \omega_i} + 2c_i (\omega_{i+1} - \omega_i) + \frac{3d_i}{2} \left(y_{i+1} \omega_{i+1} - y_i \omega_i + r^2 \ln \frac{y_{i+1} + \omega_{i+1}}{y_i + \omega_i} \right) \right] \tag{6}$$

其中, $\omega_i = (y_i^2 - r^2)^{1/2}$, $\omega_{i+1} = (y_{i+1}^2 - r^2)^{1/2}$, 要求 $y_i > r$ 。

由于 $I(y)$ 在采样区间 $[y_i, y_{i+1}]$ 上为三次多项式,则其二阶导数 $I''(y)$ 为一次函数,若两端点上的二阶导数值已知,分别设接点 $i+1$ 和 i 处的二阶导数 $I''(y_{i+1}) = S_{i+1}$, $I''(y_i) = S_i$, 则

$$I''(y) = \frac{y_{i+1} - y}{y_{i+1} - y_i} S_i + \frac{y - y_i}{y_{i+1} - y_i} S_{i+1} \tag{7}$$

将式(7)进行两次积分,并利用插值的边界值 I_{i+1} 和 I_i 可以得到

$$I(y) = \frac{(y_{i+1} - y)^3}{6(y_{i+1} - y_i)} S_i + \frac{(y - y_i)^3}{6(y_{i+1} - y_i)} S_{i+1} + \left(I_i - \frac{S_i}{6} (y_{i+1} - y_i)^2 \right) \frac{y_{i+1} - y}{y_{i+1} - y_i} + \left(I_{i+1} - \frac{S_{i+1}}{6} (y_{i+1} - y_i)^2 \right) \frac{y - y_i}{y_{i+1} - y_i} \tag{8}$$

对比式(8)与式(4)等式右端可得,并令 $h_i = y_{i+1} - y_i$, 得

$$a_i = \frac{S_i y_{i+1}^3 - S_{i+1} y_i^3}{6h_i} + \frac{\left(I_i - \frac{S_i h_i^2}{6}\right) y_{i+1}}{h_i} - \frac{\left(I_{i+1} - \frac{S_{i+1} h_i^2}{6}\right) y_i}{h_i} \quad (9)$$

$$b_i = \frac{S_{i+1} y_i^2 - S_i y_{i+1}^2}{2h_i} + \frac{\left(I_i - \frac{S_i h_i^2}{6}\right)}{h_i} - \frac{\left(I_{i+1} - \frac{S_{i+1} h_i^2}{6}\right)}{h_i} \quad (10)$$

$$c_i = \frac{S_i y_{i+1} - S_{i+1} y_i}{2h_i} \quad (11)$$

$$d_i = \frac{S_{i+1} - S_i}{6h_i} \quad (12)$$

为了求解三次多项式的系数 a_i , b_i , c_i 和 d_i , 首先需要求得式(9)一式(12)中的 $n+1$ 个未知量: S_1, \dots, S_{n+1} . $I(y)$ 在相邻的采样区间具有不同的表达式, 为了保证节点处的连续性, 需要满足以下条件

$$I'_{i-0} = I'_{i+0} \quad (13)$$

测量点 $I_1 \sim I_n$ 之间有 $n-1$ 个节点, 由式(13)可以得到 $n-1$ 个线性代数方程。另外, 由于假定等离子体为轴对称形状, 则中心位置处 ($y=0$), 强度的一阶导数为零, 等离子体边界处 $r=R$ 处的辐射光强也假定为 0, 则该处对应的一阶导数也为零。即

$$I'(0) = I'(R) = 0 \quad (14)$$

由此可以又得到两个方程。这样由 $n+1$ 个线性方程便

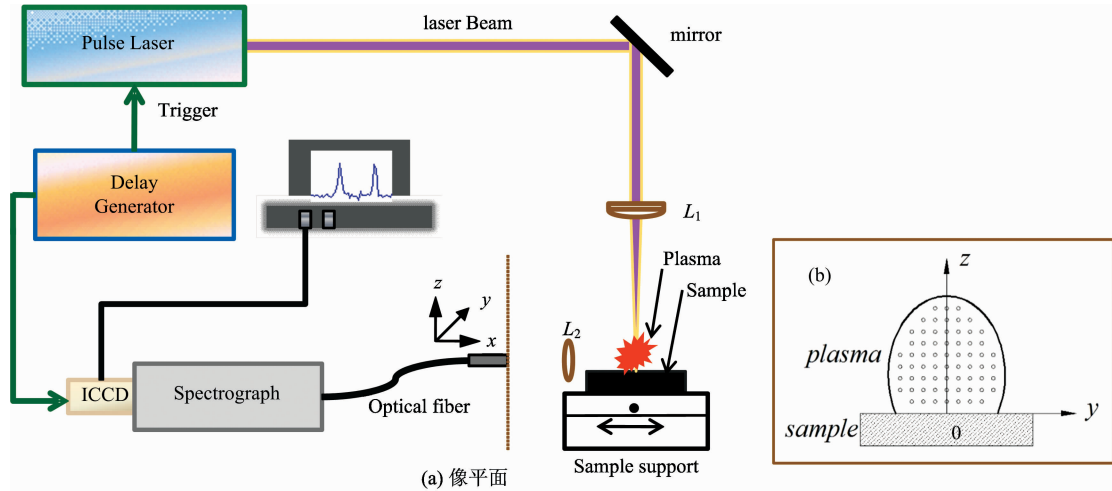


图 2 实验装置示意图

Fig. 2 Schematic diagram of the experimental system

图 2(b) 是等离子体辐射光空间分辨测量点示意图。等离子体沿 y 和 z 方向的零点位置确定方法如下: 首先从样品表面附近逐点沿 z 方向移动光纤, 若特征谱线刚开始出现时记下相应的位置, 并将其作为 z 方向的零点。在一个具体的 z 坐标位置处, 再将光纤沿 y 方向移动, 用同样的方法找到 y 方向上左右两侧对应的两个端点, 取其中间值作为 y 方向上的零点。需要指出, 采集的等离子体信号是其在像平面上的投影, y 方向收集的光谱信号是沿 x 方向的路径积分。

可以求得 $n+1$ 个二阶导数 S , 然后带入式(9)一式(12)即可求出 $n-1$ 个采样区间上的三次多项式系数, 再代入式(6)就可以获得等离子体的径向辐射率分布 $E(r)$ 。

2 实验部分

激光诱导击穿光谱实验装置如图 2 所示。采用 1 064 nm 的 Nd:YAG 脉冲激光作为烧蚀光源, 单脉冲能量为 45 mJ, 脉宽为 8 ns, 重复频率设定为 1 Hz。激光光束经过焦距为 100 mm 的透镜 L1 聚焦后垂直入射至合金钢样品表面, 根据本课题组前期的研究结果^[14], 实验系统中将透镜到样品的距离设置为 92 mm, 聚焦光斑处的样品材料被烧蚀形成等离子体, 利用一个焦距为 10 mm 的透镜 L2 对等离子体成像。将传输光纤的一个端面与成像透镜的像平面放置平齐, 所用传输光纤纤芯直径为 100 μm , 传输光纤固定在二维精密平移台上, 通过二维移动平台带动收集系统连接的光纤在 $y-z$ 平面内移动, 得到等离子体光谱信号的二维空间分布。传输光纤的另一端与中阶梯光栅光谱仪连接, 等离子体辐射光经光谱仪分光后通过 ICCD 进行光电转换, 最后由计算机进行采集和处理。实验所采用的中阶梯光栅光谱仪为 Andor ME5000 型, 光谱响应范围为 230~920 nm, 分辨能力 R 为 5 000。

3 结果与讨论

3.1 光谱强度的空间分布

对激光诱导合金钢样品产生的等离子体的光谱信号的二维空间分布进行测量, 所用采集延时为 1.5 μs , 采集门宽为 1 μs , 实验中所使用激光器的能量波动性 $< 3\%$, 为了减少信号波动对测量结果的影响, 采用累加模式进行光谱采集, 累加次数设置为 20 次。图 3 是等离子体光谱信号随轴向位置的空间演变, 可以看出光谱信号在等离子体内不同空间区域

的分布具有较大的差异。

二维空间分布是通过测量成像平面上等离子体投影的若干个 (y, z) 点的光谱信号得到的, 然后利用 Abel 逆变换方法得到 (r, z) 相对应信息。实验前先通过观察特征光谱强度的变化, 来确定实际信号采集的空间尺寸范围。这里所得到的 z 方向的尺寸是 $0 \sim 1.2$ mm, y 方向的尺寸范围是 $-1.5 \sim 1.5$ mm。

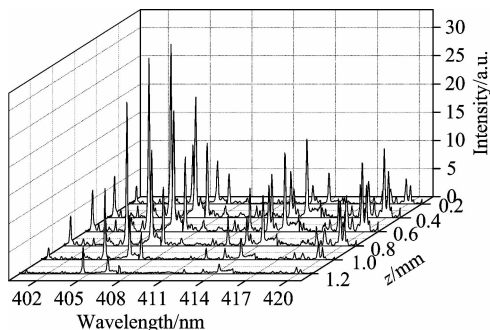


图 3 合金钢等离子体光谱信号的空间演变

Fig. 3 Spatial evolution of the spectral of alloy steel

谱线强度的横向 (y 轴方向) 分布基本上是关于中心位置对称的, 如图 4 所示, 该图对应的轴向 (z 轴方向) 位置为 0.4 mm。可以看出谱线强度在 y 轴中心附近取得最大值, 且坐标零点两边对应点的强度值基本上呈现对称关系。为了提高 Abel 逆变换强度反演径向辐射率的准确性, 这里将零值左右

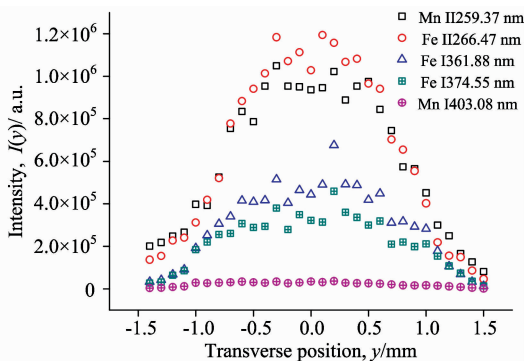


图 4 谱线强度横向分布

Fig. 4 Transverse profile of emission intensity

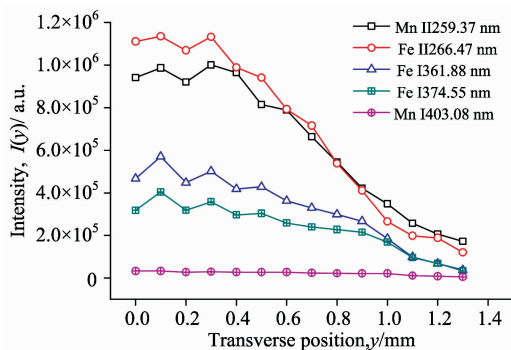


图 5 谱线强度单边横向分布

Fig. 5 Unidirectional transverse profile of emission intensity

相应位置处的强度值相加求得平均值, 这样就得到了单边的强度横向分布, 结果如图 5 所示。将其作为 Abel 逆变换的输入值进行计算, 强度的横向分布转换为辐射率的径向分布, 如图 6 所示。

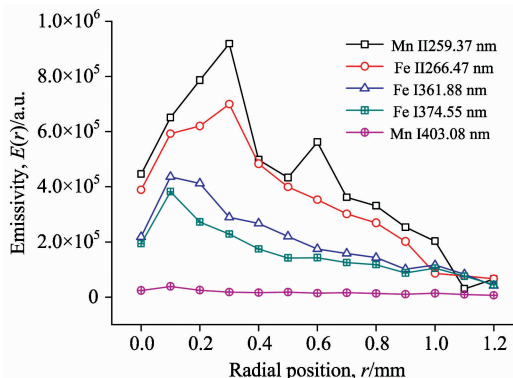


图 6 Abel 逆变换得到的辐射率径向分布

Fig. 6 Radial profile of emissivity by Abel inversion

比较图 5 与图 6 发现, 经过 Abel 逆变换之后, 合金钢样品中的 Fe 和 Mn 对应的原子谱线和离子谱线强度的分布曲线均发生了明显的变化, Abel 逆变换得到的径向辐射率分布在等离子体中心位置处出现了一个极小值。为了进一步研究这一现象, 对等离子体光谱信号的二维空间分布进行了实验, 具体方法是选取六个不同的轴向位置坐标 z , 分别在每个 z 值处进行横向光谱分布的测量, 将得到的数据进行处理后画在二维平面内, 从而获得等离子体的二维空间分布。

图 7 是原子谱线强度的横向分布和辐射率的径向分布, 分析谱线选用 Fe I : 374.55 nm 和 Mn I : 403.08 nm。其中图 7(a) 和 (b) 分别对应两种谱线强度在 $y-z$ 平面上的分布, 是沿测量路径 x 上的强度积分在收集系统像平面上的投影结果。等离子体中心位置附近谱线强度较大, 边缘位置处谱线强度较小。等离子体轴向 z 方向上, 谱线强度先逐渐增加, 当 z 在 0.4 mm 附近时, 谱线强度具有最大值, 然后随着到样品表面的距离增加, 谱线强度又开始逐渐减小, 这是由于等离子体膨胀和冷却造成的。

图 7(c) 和 (d) 是经过 Abel 逆变换后得到的两条原子谱线的径向辐射率分布结果, 对比发现, 变换前后的强度分布情况有很大差异。等离子体轴向 (z 轴) 方向, 随着 z 坐标的增大, 光谱强度的变化仍然是先增大后减小的趋势, 且最大值出现在 z 等于 0.4 mm 附近, 但是从等离子体内层区域到外层的变化与横向分布有明显的区别, 等离子体中心区域处的等离子体谱线辐射率较低于最大值, 表现在二维径向辐射率分布图上就是具有两个辐射率较大的区域分布在等离子体中心两侧, 而实际上 Abel 逆变换假定等离子体是一个圆柱对称型辐射源, 图中的分布表明等离子体从内层到外层, 原子谱线辐射率经过了先增加后减小的变化。

3.2 等离子体温度的空间分布

等离子体温度是评价等离子体特性重要参数。由于合金钢中可以找到大量的 Fe 原子谱线, 选取合金钢光谱在 $300 \sim 450$ nm 范围内的 11 条 Fe I 谱线^[15], 用 Boltzmann 法^[16]进

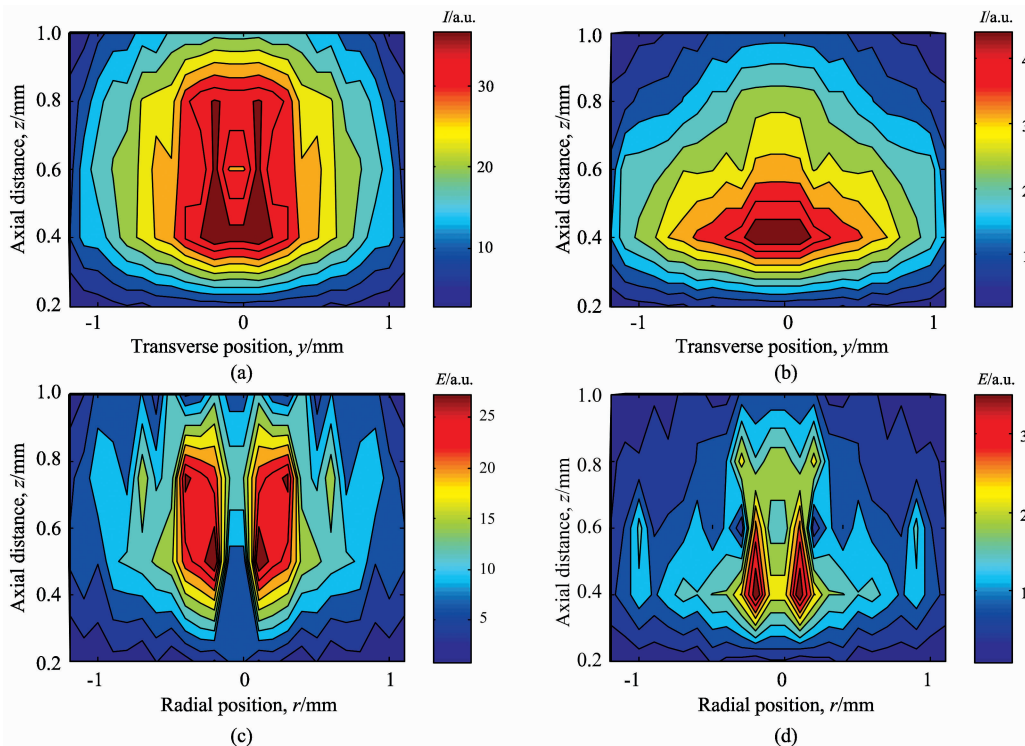


图 7 原子谱线强度和辐射率的空间分布

(a): Fe I : 344.06 nm 强度分布; (b): Mn I : 403.08 nm 强度分布;
(c): Fe I : 344.06 nm 辐射率分布; (d): Mn I : 403.08 nm 辐射率分布

Fig. 7 Spatial distributions of intensity and emissivity of atomic lines

(a): Intensity profile of Fe I : 344.06 nm; (b): Intensity profile of Mn I : 403.08 nm;
(c): Emissivity profile of Fe I : 344.06 nm; (d): Emissivity profile of Mn I : 403.08 nm

行等离子体温度的计算。

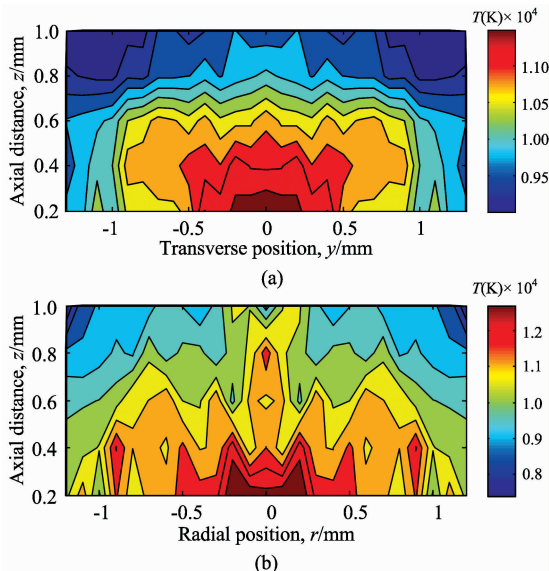


图 8 等离子体温度的空间分布

(a): 横向强度计算结果; (b): 径向辐射率计算结果

Fig. 8 Spatial distributions of plasma temperature

(a): The results by transverse intensity;
(b): The results by radial emissivity

图 8 是等离子体温度的空间分布结果, 其中图 8(a)是由横向强度直接计算得到的, 而图 8(b)是用 Abel 逆变换计算得到的径向分布辐射率获得的等离子体温度分布。可以看出, 两个图具有类似的结果, 都是在等离子体中心区域温度较高, 随着轴向位置 z 和横向或径向位置 (y 或 r) 增大, 等离子体温度逐渐变低。需要指出的是由于距离样品表面较近的位置横向强度分布的测量点较少, 不能有效反应该处对应横向分布结果, 在二维分布图中并未画出, z 坐标是从 0.2 mm 开始的。而实际上等离子体温度沿轴向经历了先增大后减小的变化, 在 z 等于 0.2 mm 时已经具有接近最大值的等离子体温度值, 因此从我们获得的二维分布图上看到的结果是随着离样品表面距离的增加, 等离子体温度呈现单调减小的趋势。在距离样品表面较近的位置, 由于等离子体与样品之间发生热交换使其温度较低; 等离子体中心到边缘区域等离子体温度逐渐降低, 这是由等离子体膨胀扩张以及与环境气体相互作用共同的结果。

4 结 论

利用 Abel 逆变换研究了激光诱导等离子体的辐射特性, 采用 1 064 nm 激光烧蚀合金钢样品产生等离子体, 利用空间分辨的光谱探测方法测量了等离子体路径积分光谱强度的

二维横向分布, 假定等离子体是一个圆柱对称型且光学薄的辐射源, 采用三次样条函数算法对二维路径积分光谱强度进行 Abel 逆变换, 反演得到等离子体由内到外不同壳层辐射率的三维径向分布。研究发现, 等离子体辐射光谱的路径积分强度呈现出中心位置强度大边缘位置强度小的特征, 而等离子体从内层到外层谱线的辐射率经过了先增加后减小的变

化, 造成这种现象的原因是由于等离子体中心电子密度较低; 利用 Boltzmann 平面法分别由谱线强度和辐射率计算得到等离子体温度的空间分布, 研究表明所得到的等离子体温度的二维分布具有近似的变化规律。由此可见, 采用 Abel 逆变换能够实现了对等离子体内部辐射特性的分析, 为进一步理解等离子体物理机理提供依据。

References

- [1] Kumar R, Rai A K, Alamelu D, et al. *Environ. Monit. Assess.*, 2013, 185(1): 171.
- [2] Morihisa S, Akio I, Chikara I, et al. *Journal of Nucl. Sci. Technol.*, 2014, 51: 930.
- [3] Gaft M, Nagli L, Groisman Y, et al. *Appl. Spectrosc.*, 2014, 68(9): 1004.
- [4] Ponce L, Flores T, Alvira F C, et al. *Appl. Opt.*, 2016, 55(2): 254.
- [5] Mustafa A, Noriah B, Kashif C, et al. *Anal. Lett.*, 2015, 53(2): 360.
- [6] Meng D S, Zhao N J, Wang Y Y, et al. *Spectrochim. Acta Part B*, 2017, 137(1): 39.
- [7] Bilge G, Sezer B, Eseller K E, et al. *European Food Research and Technology*, 2016, 242(10): 1685.
- [8] Ranulfi A C, Romano R A, Bebechibuli M A, et al. *Appl. Spectrosc.*, 2017, 71(7): 1471.
- [9] Lasue J, Wiens R C, Clegg S M, et al. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 2012, 117: E01002.
- [10] Bai Xueshi, Cao Fan, Vincent Motto-Ros, et al. *Spectrochim. Acta Part B*, 2015, 113: 158.
- [11] Harilal S S, Diwakar P K, Lahaye N L, et al. *Spectrochim. Acta Part B*, 2015, 111: 1.
- [12] Nocente M, Pavone A, Tardocchi M, et al. *Journal of Instrumentation*, 2016, 11(3): C03001.
- [13] Punjabi S B, Sahasrabudhe S N, Ghorui S, et al. *AICHE Journal*, 2014, 60(10): 3647.
- [14] WANG Jing-ge, CHEN Xing-long, FU Hong-bo, et al (王静鹤, 陈兴龙, 付洪波, 等). *Acta Opt. Sin. (光学学报)*, 2014, 34(9): 0930006.
- [15] Wang J G, Li X Z, Li H H, et al. *Appl. Phys. B*, 2017, 123: 131.
- [16] Lam J, Motto-Ros V, Misiak D, et al. *Spectrochim. Acta Part B*, 2014, 101: 86.

Investigation on the Characteristic of Laser Induced Plasma by Abel Inversion

WANG Jing-ge, LI He-he, LI Xin-zhong, ZHANG Li-ping, LI Xiao-long

School of Physics and Engineering, Henan University of Science and Technology, Luoyang 471023, China

Abstract Laser-Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS) has been widely used in more and more fields as a new measurement method of material composition. However, compared with the traditional analysis methods, the analytical performance of LIBS needs to be further improved. The basis of LIBS is the laser-induced plasma. It is helpful to optimize the experimental parameters of LIBS system and lays the theoretical foundation for improving the detection capability of LIBS. The laser induced plasma is a non-steady radiation source associated with the space. Spatial-resolved spectroscopy is one of the most important ways to explore the physical properties of plasma. In order to study the characteristics of laser induced plasma, a Q-switched Nd : YAG laser operating at the wavelength of 1 064 nm was used to ablate the alloy steel and the plasma was generated. The two-dimensional distribution of plasma emission was measured by the spatial resolution device. It is analyzed that the spectral signal collected in the experiment is the integrated intensity of the spectrum along the line of sight of the signal detector. So the plasma parameter calculated by the integrated intensity is the average of the observed path. In order to investigate the emission characteristics from the inner layer to the outer layer of the plasma, we measured the transverse spatial distribution of integrated intensity firstly. Then, assuming that the plasma is optically thin and cylindrically symmetrical, a method of Abel inversion based on cubic spline functions was performed on the integrated intensity. And the radial spatial distribution of the emissivity of the plasma from the inner layer to the outer layer was obtained. The atomic emission lines of Fe I : 374.55 nm and Mn I : 403.08 nm were selected to analyze the spatial distribution characteristics of the plasma emission. It has shown that the distribution of the integrated intensity presents a greater intensity value in the central location and smaller intensity at the edge of the plasma. This is due to the expansion of the plasma. The radial distribution of the spectral emissivity of the plasma was obtained by Abel inverse transfor-

mation. It has shown that the emissivity increased and then decreased from the inner to the outer of the plasma. A minimum value of emissivity appears at the center of the plasma as a result of the lower electron density in the central region of the plasma source. Eleven atomic lines of Fe in the plasma emission spectra were selected to calculate the plasma temperature by Boltzman method. The corresponding integral spectral intensities and emissivity were used respectively. The two-dimensional distributions of the transverse and radial spatial distributions of the plasma temperature were obtained. They have the similar variation rule. It can be seen that transverse spatial distributions of the plasma temperature decreases monotonously with the increase of the distance from the sample surface. And the plasma temperature gradually decreases from the center of the plasma to the edge which is the result of the expansion of the plasma and the interaction with the ambient gas. From the radial spatial distribution of the plasma temperature, it can be seen that the temperature of the plasma gradually decreases from the inner layer to the outer layer due to the expansion and cooling of plasma. Therefore, the radiation characteristics of the plasma can be obtained by using the Abel inverse. It provides an experimental basis for further understanding of the physical mechanism of the laser induced plasma. It also lays a theoretical foundation for improving the analytical performance of laser-induced breakdown spectroscopy.

Keywords Laser-induced plasma; Spatial distribution; Abel inversion

(Received Dec. 25, 2017; accepted Apr. 30, 2018)