

文章编号: 1001-3806(2015)04-0557-05

大功率半导体激光加工光致等离子体折射效应

潘吉兴, 唐霞辉*, 盛利民, 钟理京, 许成文

(华中科技大学 光学与电子信息学院, 武汉 430000)

摘要: 为了研究大功率半导体激光加工过程中, 光致等离子体对激光光束显著的屏蔽作用, 以波长为 976nm、光斑尺寸为 0.5mm × 1mm、最大功率为 4kW 的半导体激光加工系统为实验基础, 采用了与实际相符的光致等离子体电子密度数学模型和几何光学 ABCD 矩阵算法, 从吸收和折射两方面对光致等离子体的屏蔽作用进行了理论分析和实验研究, 得到了在光致等离子体电子密度 $n_e \leq 1.0 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 的条件下, 光致等离子体的折射效应才是引起半导体激光光束屏蔽的主要原因这一结果。结果表明, 光致等离子体改变了聚焦光束的形态, 使其焦点下移、光斑变大、能量密度变小, 其效果类似于一个非线性梯度折射率的负透镜。

关键词: 几何光学; 折射效应; ABCD 矩阵; 光致等离子体

中图分类号: O472+.3 文献标志码: A doi:10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2015.04.029

Refraction effect of light-induced plasma during high-power diode laser processing

PAN Jixing, TANG Xiahui, SHENG Limin, ZHONG Lijing, XU Chengwen

(School of Optical and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430000, China)

Abstract: In order to solve the significant shielding effect of light-induced plasma on laser during high-power diode laser processing, with the help of the mathematical model of electron density of light-induced plasma and ABCD matrix algorithm, the shielding effect of light-induced plasma was studied from the view of absorption and refraction based on a diode laser processing system with wavelength of 976nm, spot size of 0.5mm × 1mm and the maximum power of 4kW. The results showed that laser beam shielding effect is mainly due to refraction effect of light-induced plasma under the condition of electron density $n_e \leq 1.0 \times 10^{18}/\text{cm}^3$. Laser beam shielding effect changes laser beam shape, i. e., making the laser focus down-shift, enlarging the spot and making the laser energy density smaller. The effect of induced-laser plasma is similar to a negative lens with non-linear gradient refractive index.

Key words: geometrical optics; refraction effect; ABCD matrix; light-induced plasma

引言

大功率半导体激光器是一种可用于材料加工的新型激光器。相比气体激光器和 Nd:YAG 激光器, 半导体激光器以其体积小、重量轻、结构简洁和电光转化效率高为优势, 在材料连接、材料表面相变硬化、熔覆、工程材料表面改性等方面有代替前两者的趋势^[1]。特别是在板厚 4mm 以下的金属加工中, 凭借短波长能使光束质量提高一个量级等优点, 半导体激光器将会逐渐取代气体激光器, 成为主要加工手段。同大功率气体激光器加热金属会产生光致等离子体相同, 大功率半导体激光器在材料加工应用过程中也会产生光致等

离子体, 并受其屏蔽作用影响。由于两者加工热源模型不同, 产生的光致等离子体对热源光束质量的影响也有一定区别。因此, 对光致等离子体的研究是大功率半导体激光深熔焊接的关键技术之一。

近几年, 国内外学者对光致等离子体屏蔽现象进行了深入研究, 发现光致等离子体极大地影响了激光能量向工件的传输: 一方面, 随着等离子体尺寸的增加, 如高度和宽度上的扩展, 激光束能量在穿过等离子体时吸收消耗增加, 即传递到工件的有效能量相应减少; 另一方面, 等离子体的负透镜效应导致激光束穿过等离子体后产生偏折角, 直接影响激光束在工件表面的聚焦状态^[2]。本文中从吸收和折射两方面理论分析了光致等离子体对激光光束的屏蔽作用, 得出在光致等离子体电子密度 $n_e \leq 1.0 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 的条件下, 等离子体的折射效应才是引起激光屏蔽作用的主要原因的结论。

作者简介: 潘吉兴(1988-), 男, 硕士研究生, 主要研究方向为激光技术。

* 通讯联系人。E-mail: txh1116@hust.edu.cn

收稿日期: 2014-06-09; 收到修改稿日期: 2014-08-19

1 高功率半导体激光致等离子体的理论分析

1.1 研究条件

本文中的研究条件为 4kW 半导体激光加工系统,如图 1 所示,表 1 中为相关的主要参量。输出光斑为矩形(可近似为椭圆),如图 2 所示。光束在快轴方向为高斯分布,在慢轴方向为顶帽形分布。



Fig. 1 4kW diode laser processing system

Table 1 Parameters of 4kW diodes laser processing system

items	content
maximum output power	4kW
wavelength	976nm
working distance	focus position 300mm
spot size	0.5mm × 1mm
divergence angle	x:0.17rad
	y:0.35rad

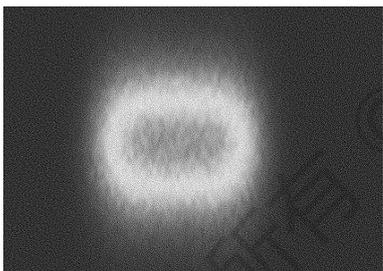


Fig. 2 Thermal model of diodes light source

本文中选用椭圆厄米高斯光束作为半导体激光器出射光场模型,椭圆厄米高斯光束场强度数值分布为^[3]:

$$E_0(x,y,0) = H_0\left(\frac{\sqrt{2}x}{w_{0x}}\right)\exp\left(-\frac{x^2}{x_{0x}^2} - \frac{y^2}{w_{0y}^2}\right) \quad (1)$$

则其光强分布:

$$I(x,y,0) = E_0(x,y,0)E_0^*(x,y,0) = H_0^2\left(\frac{\sqrt{2}x}{w_{0x}}\right)\exp\left(-2\frac{x^2}{w_{0x}^2} - 2\frac{y^2}{w_{0y}^2}\right) \quad (2)$$

式中, H_0 是 0 阶厄米多项式, w_{0x} 和 w_{0y} 分别为出射光场慢轴方向和快轴方向束腰的大小, $E_0^*(x,y,0)$ 是半导体激光器出射光场的共轭函数。

实验中,使用半导体激光器在 4mm 厚的 ZL114 上进行深熔焊,最大激光功率为 4kW,扫描速率 $v = 1\text{m}/\text{min}$ 。采用 976nm 的半导体激光经过透镜聚焦到 ZL114

表面,焦点尺寸约为 $0.5\text{mm} \times 1\text{mm}$,这样在很小的面积上会聚足够强的激光能量,可以在极短的时间内将金属表面蒸发、电离,最后形成光致等离子体。当半导体激光器功率达到一定值时,可以观察到明显的蓝色等离子气团,如图 3 所示。光致等离子体气团尺寸与半导体激光焦点光斑尺寸大小近似,高度 $h \approx 6\text{mm}$ 。

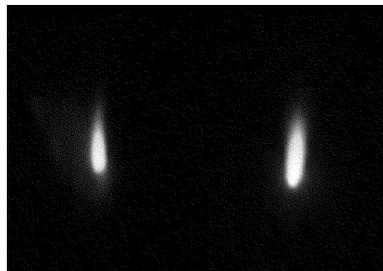


Fig. 3 Light-induced plasma air mass

1.2 光致等离子体的吸收影响分析

由于逆韧致吸收^[4]的存在,在激光深熔焊时,功率密度为 I_0 的激光穿过高度为 h 的等离子体后,传输到工件表面的功率密度将衰减至 I_1 :

$$I_1 = I_0 e^{-ah} \quad (3)$$

式中, a 为逆韧致吸收系数。逆韧致吸收系数可以简化为^[5]:

$$a \approx 2.25 \times 10^{-31} n_e^2 / T^{3/2} \quad (4)$$

式中, n_e 为等离子电子密度, T 为等离子体电子温度。

当激光功率为 4kW、扫描速率为 $1\text{m}/\text{min}$ 时,手持温度仪测得半导体光致等离子体的平均温度约为 10000K,假设其平均电子密度为 $1.0 \times 10^{18}/\text{cm}^3$,故逆韧致吸收系数为: $a \approx 0.225\text{cm}^{-3}$ 。光致等离子体长度为 $h \approx 6\text{mm}$,因此半导体激光穿过光致等离子体后,功率密度为 $I_1 = 89.36\% I_0$ 。也就是说,半导体激光约 10.64% 的能量被光致等离子体吸收。

实际半导体激光深熔焊接过程中,形成的光致等离子体电子密度一般在 $1.0 \times 10^{16}/\text{cm}^3 \sim 1.0 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 之间才会有明显的逆韧致吸收现象,此时光致等离子体温度一般在 5000K ~ 10000K 之间变化,这表明对于半导体激光焊接而言,由于光致等离子体对半导体激光的吸收作用,光致等离子体对半导体激光光束存在屏蔽作用,屏蔽作用的最大影响能将其能量密度削弱到约为原来的 90%。

1.3 光致等离子体的等效透镜效应分析

1.3.1 光致等离子体折射率分布计算 如果忽略光致等离子体中带电粒子碰撞的影响,等离子体的折射率 n_r 可由下式计算^[6]:

$$n_r^2 = 1 - \omega_p^2 / \omega^2 \quad (5)$$

式中, $\omega_p^2 = n_e e^2 / (\epsilon_0 m_e)$, ω_p 为离子的振荡频率, ω

为入射激光频率, e 为电子电量, ϵ_0 为真空介电常数, n_e 和 m_e 分别为电子密度和电子质量。

激光焊接时, 光致等离子体的振荡频率恒小于入射激光频率, 因此, 光致等离子体的折射率总是实数, 且恒小于 1, 光致等离子体是一个光疏介质, 如图 4 所示。

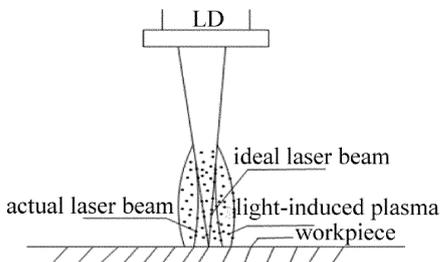


Fig. 4 Negative lens effect of light-induced plasma

半导体激光深熔焊过程中, 光致等离子体处于局部热平衡状态, 等离子体中存在较大的电子密度梯度, 在同一截面上, 光致等离子体电子密度中间最大, 向边缘非线性连续递减, 可近似为椭圆厄米高斯分布。电子密度的差异导致折射率的变化, 当入射激光束穿过等离子体时将引起激光束传播方向的改变, 其偏转角与等离子体的电子密度梯度和等离子体长度有关。

由参考文献[7]和参考文献[8]可知, 深入分析激光焊接过程中, 光致等离子体状态下的局域热平衡理论和气体沙哈方程, 建立起与实际相符, 又能达到简化运算目的的电子密度数学模型, 将光致等离子体电子密度数学模型设置为椭圆柱体, 其参量分别为 w_{0x} , w_{0y} 和 h , 因此, 光致等离子体在空间中的电子密度分布为:

$$n_e = n_{\max} \exp\left(-2 \frac{x^2}{w_{0x}^2} - 2 \frac{y^2}{w_{0y}^2}\right) \quad (6)$$

式中, n_{\max} 为模型中心光致等离子体电子密度最大值。将(6)式带入(5)式得:

$$n_r^2 = 1 - M \exp\left(-2 \frac{x^2}{w_{0x}^2} - 2 \frac{y^2}{w_{0y}^2}\right) \quad (7)$$

式中, $M = n_{\max}^2 e^2 / (\epsilon_0 m_e \omega^2)$ 。

为了方便计算, 只考虑 x 轴和 y 轴两个方向的光致等离子体的折射率变化, 则在 x 轴方向得^[9]:

$$\begin{aligned} n_{r,x}^2 &= 1 - M \exp\left(-2 \frac{x^2}{w_{0x}^2}\right) \approx \\ &1 - M \left(1 - \frac{2x^2}{w_{0x}^2} + \frac{2x^4}{w_{0x}^4} - \frac{4x^6}{3w_{0x}^6} + \frac{2x^8}{3w_{0x}^8}\right) \approx \\ (1 - M) \left[1 + \frac{2M}{w_{0x}^2(1 - M)} x^2\right] &= n_0^2 (1 + N_x x^2) \quad (8) \end{aligned}$$

同理可得在 y 轴方向的折射率分布:

$$n_{r,y}^2 = 1 - M \exp\left(-2 \frac{y^2}{w_{0y}^2}\right) \approx$$

$$\begin{aligned} &1 - M \left(1 - \frac{2y^2}{w_{0y}^2} + \frac{2y^4}{w_{0y}^4} - \frac{4y^6}{3w_{0y}^6} + \frac{2y^8}{3w_{0y}^8}\right) \approx \\ (1 - M) \left[1 + \frac{2M}{w_{0y}^2(1 - M)} y^2\right] &= n_0^2 (1 + N_y y^2) \quad (9) \end{aligned}$$

式中, $n_0 = \sqrt{1 - M}$ 代表的是中心轴处的折射率, $N_x = \frac{2M}{w_{0x}^2(1 - M)}$, $N_y = \frac{2M}{w_{0y}^2(1 - M)}$ 。

1.3.2 光致等离子体的 ABCD 传输矩阵 由于光致等离子体可以看成是一个非均匀径向梯度的光疏介质, 所以在处理光线传播问题时, 采用几何光学中的光线方程^[10]来求光致等离子体的光线矩阵:

$$\frac{d}{ds} \left(n \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right) = \nabla n \quad (10)$$

式中, s 是以光线某点为起点的光程弧长; \mathbf{r} 是位于 s 处的位移矢量, 对于近轴光线可以用 d/dz 代替 d/ds ; n 为光线传输过程中材料的折射率, 用 (\mathbf{r}, θ) 表示光线上的点及该点的传播方向, 其中 $\theta = d\mathbf{r}/dz$, 如图 5 所示。

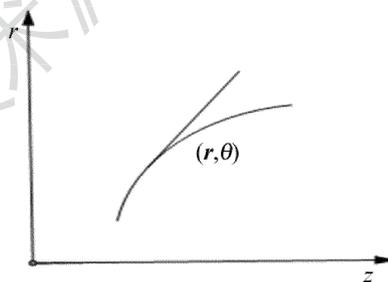


Fig. 5 Light coordinate

设在入射面 $z = 0$ 处光线在 x 轴和 y 轴上的特性参量分别为 r_{0x} , θ_{0x} 和 r_{0y} , θ_{0y} 。将(8)式和(9)式分别带入光线方程(10)式, 计算化简得:

$$\begin{cases} r_x = r_{0x} \operatorname{ch}(\sqrt{N_x} z) + \frac{\theta_{0x}}{n_0 \sqrt{N_x}} \operatorname{sh}(\sqrt{N_x} z) \\ \theta_x = r_{0x} n_0 \sqrt{N_x} \operatorname{sh}(\sqrt{N_x} z) + \theta_{0x} \operatorname{ch}(\sqrt{N_x} z) \\ r_y = r_{0y} \operatorname{ch}(\sqrt{N_y} z) + \frac{\theta_{0y}}{n_0 \sqrt{N_y}} \operatorname{sh}(\sqrt{N_y} z) \\ \theta_y = r_{0y} n_0 \sqrt{N_y} \operatorname{sh}(\sqrt{N_y} z) + \theta_{0y} \operatorname{ch}(\sqrt{N_y} z) \end{cases} \quad (11)$$

根据(11)式可以知道, 该光致等离子在 x - O - z 平面和 y - O - z 平面内的传输矩阵分别为:

$$\begin{cases} \begin{bmatrix} A_x & B_x \\ C_x & D_x \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \operatorname{ch}(\sqrt{N_x} z) & \frac{\operatorname{sh}(\sqrt{N_x} z)}{n_0 \sqrt{N_x}} \\ n_0 \sqrt{N_x} \operatorname{sh}(\sqrt{N_x} z) & \operatorname{ch}(\sqrt{N_x} z) \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} A_y & B_y \\ C_y & D_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \operatorname{ch}(\sqrt{N_y} z) & \frac{\operatorname{sh}(\sqrt{N_y} z)}{n_0 \sqrt{N_y}} \\ n_0 \sqrt{N_y} \operatorname{sh}(\sqrt{N_y} z) & \operatorname{ch}(\sqrt{N_y} z) \end{bmatrix} \end{cases} \quad (12)$$

1.3.3 光致等离子体对激光光斑尺寸的影响 本文

中采用 q 参量^[11] 来研究椭圆厄米高斯光束快轴和慢轴方向上激光光束的传播特性,如图6所示。

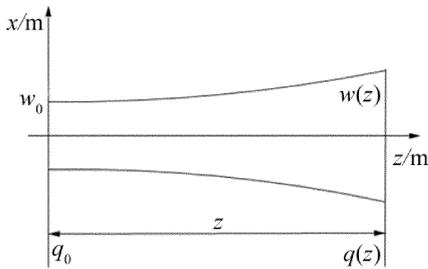


Fig. 6 Relationship of Gaussian beam spatial parameters

图6中的相关参量之间的关系可以用下式表达:

$$\begin{cases} q(z) = \frac{Aq_0 + B}{Cq_0 + D} \\ \frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{i\lambda}{\pi w^2(z)} \end{cases} \quad (13)$$

式中, w_0 为 $z=0$ 处光束束腰, $w(z)$ 是距 w_0 为 z 处的光斑大小, λ 为激光波长, $R(z)$ 为相应位置激光光束曲率半径。所以在慢轴和快轴方向有:

$$\begin{cases} \frac{1}{q_{0x}} = \frac{1}{R(0)} - \frac{i\lambda}{\pi w_x^2(0)} \\ \frac{1}{q_{0y}} = \frac{1}{R(0)} - \frac{i\lambda}{\pi w_y^2(0)} \\ \frac{1}{q_x(z)} = \frac{1}{R_x(z)} - \frac{i\lambda}{\pi w_x^2(z)} = \frac{C_x q_{0x} + D_x}{A_x q_{0x} + B_x} \\ \frac{1}{q_y(z)} = \frac{1}{R_y(z)} - \frac{i\lambda}{\pi w_y^2(z)} = \frac{C_y q_{0y} + D_y}{A_y q_{0y} + B_y} \end{cases} \quad (14)$$

式中, $R(0) \rightarrow \infty$, $w_x(0) = w_{0x}$, $w_y(0) = w_{0y}$ 。将(12)式分别代入(14)式,化简得:

$$\begin{cases} w_x(z) = \frac{\lambda}{\pi w_{0x}} \sqrt{\frac{\frac{\text{sh}^2(\sqrt{N_x}z)}{N_x n_0^2} + \frac{\text{ch}^2(\sqrt{N_x}z) \pi^2 w_{0x}^4}{\lambda^2}}{\text{ch}^2(\sqrt{N_x}z) - \text{sh}^2(\sqrt{N_x}z)}} \\ w_y(z) = \frac{\lambda}{\pi w_{0y}} \sqrt{\frac{\frac{\text{sh}^2(\sqrt{N_y}z)}{N_y n_0^2} + \frac{\text{ch}^2(\sqrt{N_y}z) \pi^2 w_{0y}^4}{\lambda^2}}{\text{ch}^2(\sqrt{N_y}z) - \text{sh}^2(\sqrt{N_y}z)}} \end{cases} \quad (15)$$

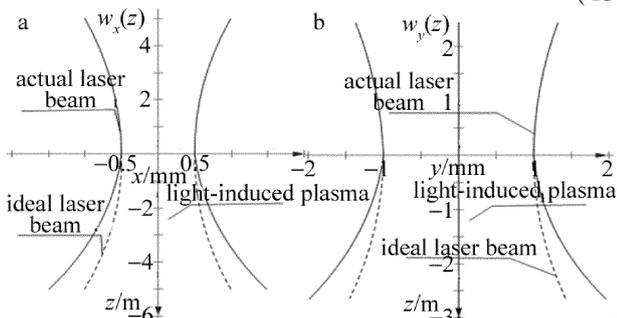


Fig. 7 Refraction effect of light-induced plasma in the slow-axis and fast-axis directions
a—slow-axis direction b—fast axis direction

$w_x(z)$ 和 $w_y(z)$ 分别表示的是慢轴和快轴方向上与束腰 $w_x(0)$ 和 $w_y(0)$ 相距 z 的光斑大小。因此,可以发现在入射光场确定的前提下, $w_x(z)$ 和 $w_y(z)$ 的大小与电子密度数学模型中电子密度最大值 n_{\max} 和光致等离子体长度 z 有关,如图7所示。

2 仿真结果及分析

本文中采用控制变量法来研究快慢轴上距离束腰 z 处的光斑大小随光致等离子体长度和最大电子密度之间的变化关系。将已知量 $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$, $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$, $m_e = 9.3 \times 10^{-31} \text{ kg}$, $\omega = 1.93 \times 10^{15} \text{ rad/s}$, $w_{0x} = 0.0005 \text{ mm}$, $w_{0y} = 0.001 \text{ mm}$ 和 $\lambda = 9.76 \times 10^{-7} \text{ m}$ 代入(15)式。

(1) 当 $n_{\max} \leq 1.0 \times 10^{16} / \text{cm}^3$ 时,激光功率密度较小(不大于 $1.0 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$),此时属于热传导焊接,等离子体仅由金属离子蒸汽组成,自由电子的能量还不足产生雪崩电离,等离子体稀疏并附在工件表面,对于激光束近似透明。因此,实际快慢轴上的光斑尺寸和理想状态下快慢轴上的光斑尺寸大小基本一致,光致等离子体对激光光束的吸收和折射影响可以忽略不计。

(2) 当 $n_{\max} = 1.0 \times 10^{17} / \text{cm}^3$ 和 $n_{\max} = 1.0 \times 10^{18} / \text{cm}^3$ 时,分别得到的关系如图8所示。可知,当激光功率密度达到一定程度时 ($1.0 \times 10^5 \text{ W/cm}^2 \sim 1.0 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$),金属蒸汽中的自由电子获得足够的能量使得金属蒸汽和周围气体发生雪崩电离,等离子体明显增强,向工件上方和周围扩展,在工件上方形成稳定

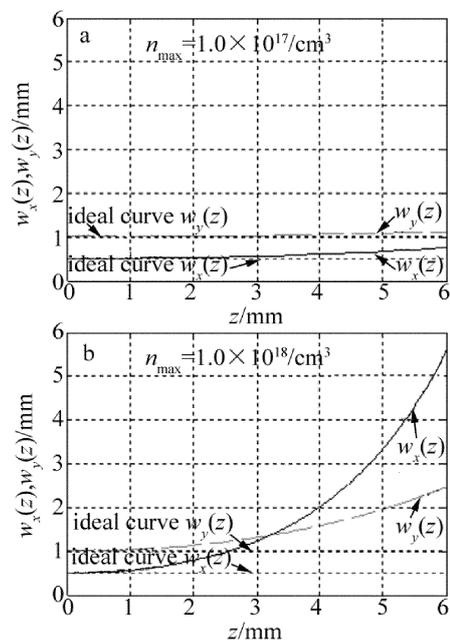


Fig. 8 Relationship between light-induced plasma length z and spot size in slow-axis and fast-axis directions

的光致等离子体云团,对入射激光形成吸收和折射,产生明显的屏蔽作用。此时,在激光入射能量-工件表面-光致等离子体之间,存在着极为复杂的相互制约关系,只有当三者达到一个动态平衡状态时,才能够维持激光深熔焊接过程稳定进行。工业生产过程中的激光深熔焊就处在这一阶段。研究发现:此阶段的光致等离子体电子密度在 $1.0 \times 10^{16}/\text{cm}^3 \sim 1.0 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 之间,取光致等离子体长度 $h = 6\text{mm}$,则等离子体对激光光束的吸收最大值约为 10.64%,而等离子体对激光光束快轴的偏移量最大达到 2.47mm,对激光光束慢轴的偏移量最大达到 5.58mm。故可以计算得: $b = \text{实际光斑面积}/\text{理想光斑面积} \approx (5.58\text{mm} \times 2.47\text{mm}) / (0.5\text{mm} \times 1.0\text{mm}) \approx 27.57$ 。因此半导体激光穿过光致等离子体后,功率密度为: $I = I_0/b = 3.63\% I_0$ 。

激光光斑扩大非常严重,严重降低了激光能量密度。经比较发现,在这一阶段中,光致等离子体对激光光束的透镜效应起主要作用。

(3) 当 $n_{\max} \leq 1.0 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ 时,得到的关系如图 9 所示。

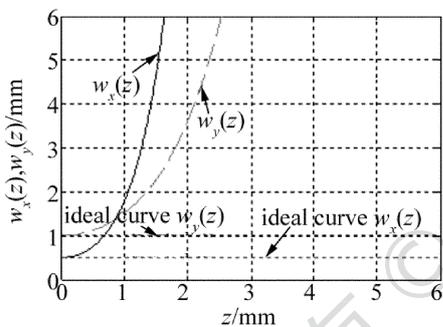


Fig. 9 Relationship between light-induced plasma length z and spot size in slow-axis and fast-axis directions

研究发现,当光致等离子体电子密度 $n_{\max} \geq 1.0 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ 时,光致等离子体对激光光束的吸收和折射影响都非常大,已经达到屏蔽激光光束的程度,等离子体电子密度和空间位置随时间呈周期变化。

3 结论

从吸收和折射两方面分析了大功率半导体激光光致等离子体屏蔽效应的影响,得到以下结论:

(1) 处于局部热平衡状态下的光致等离子体呈现出较大的电子密度梯度,在同一截面上,光致等离子体电子密度中间最大,向边缘非线性连续递减,可近似为椭圆厄米高斯分布。为此,作者构建了椭圆厄米高斯

分布电子密度数学模型,既能有效地反映光致等离子体电子密度梯度的变化,又能达到简化运算的目的。

(2) 在建立合理电子密度数学模型的基础上,采用几何光学 ABCD 矩阵算法来研究光致等离子体对激光光束的影响。与以往定性研究不同,几何光学 ABCD 矩阵算法能定量分析出光致等离子体对激光快慢轴上光斑尺寸和发散角的影响,对实验中的光斑尺寸矫正具有一定的指导意义。

(3) 光致等离子体透镜效应效果类似于一个非线性梯度折射率的负透镜,使焦点下移,光斑尺寸变大,激光能量密度变小。因此,从理论上而言,在定量分析出光致等离子体对激光光斑尺寸和发散角的影响之后,只需在光束传播方向合适位置处加一个等效正透镜,即可达到光斑矫正的目的。等效正透镜的具体参量根据光致等离子体最大电子密度和长度而定。

参考文献

- [1] ZHANG R F, KONG L H, LÜ Ch G. Design of constant-current source for high power semiconductor laser diode [J]. Laser Technology, 2012, 36(1): 80-83 (in Chinese).
- [2] XIE W J. Study on influence of groove on plasma plume induced during high power CO₂ laser welding [D]. Shanghai: Shanghai Jiaotong University, 2013; 3-4 (in Chinese).
- [3] WANG L, SHENG X X, ZHANG W A, et al. Analysis of spectral propagating properties of Gaussian beam [J]. Laser Technology, 2012, 36(5): 700-703 (in Chinese).
- [4] ZHANG Sh G, ZHANG L, YU T Y, et al. Study about plasma intensity of laser rusting [J]. Laser Technology, 2013, 37(1): 56-58 (in Chinese).
- [5] WANG Ch. The effect of plasma thermal blockage on target under laser irradiation [D]. Beijing: Beijing Jiaotong University, 2013; 17-19 (in Chinese).
- [6] LIU L H, TAN H P. Gradient index optics [M]. Beijing: Science Press, 2013; 107-108 (in Chinese).
- [7] SHEN L T, CHEN J F, LI X Ch, et al. Finite element analysis on residual stress field for laser shock processing AM50 magnesium alloy [J]. Laser Technology, 2012, 36(1): 45-49 (in Chinese).
- [8] MA J, ZHAO Y, GUO R, et al. Numerical simulation of temperature rise of material surface irradiated by the laser [J]. Laser Technology, 2013, 37(4): 455-459 (in Chinese).
- [9] TAO Zh P, TAO X Y. The analysis of the nonlinear process of laser in the linear increasing plasma [J]. Jiangxi Science, 2014, 32(2): 181-184 (in Chinese).
- [10] ZHANG Y M. Applied optics [M]. Beijing: Electronic Industry Press, 2013; 11-16 (in Chinese).
- [11] ZHOU B K. Laser principles [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2013; 75-77 (in Chinese).