

激光对金属打孔的理论计算

卢 仁 祥

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

1980年7月21日收到

提 要

建立毫秒脉冲激光束与金属相互作用的“矩形”唯象模型,功率密度大于破坏阈值时,具有常数的烧蚀率,结合高斯光束的传输建立微分方程。通过数值求解,讨论了孔深、孔形与靶位、透镜焦距、激光方向性、激光能量之间的关系。

一、激光对金属打孔的现象和模型

激光可以在机械方法难以加工的硬质物体上非接触型地快速打孔,形成细长的孔道,且不存在钻具的损耗问题,因此在工业生产中得到了广泛的应用。

激光加工已积累了大量的实践经验^[1-3]。例如把透镜的焦点放在加工件表面,在同样的激光器能量和方向性的条件下并不能获得最大的孔深,而必须把焦点深入到工件内部一定深度。又例如,为了将薄工件打透时进孔出孔之差小于一定的公差就必须使焦点离开工件表面一定距离;反之如仍将焦点调入工件内部就会出现锥度很大的孔形。

我们要问,一定能量和方向性的激光器件对金属打孔的孔形、孔深与哪些因素有关?怎样才能获得最大孔深?本文准备以单模高斯光束为模型来探讨这些问题。

激光打孔是一个十分复杂的过程,它既与材料的很多热学(比热,汽化及熔化潜热,热扩散率 k ,热传导率 K)、光学(表面反射率,光吸收系数 δ^{-1})等特性常数有关^[6,10,16,17],也与激光的模式分布,尖峰特性及透镜聚焦的方式有关。

举例来说,当我们用一为 F_0 的均匀无限热流束来照射加工件时,其表面温度 T 可由解一维热传导方程求得^[11,21]

$$T = \frac{\alpha F_0}{K} \left(\frac{k t}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.1)$$

式中 K , k 的定义已在上面所引文献中给出, t 是热流脉冲的持续时间,当热流大于一定值时将引起靶的熔化或蒸发,假如该热流就是激光束本身,那末当我们用 I_{th} 来表示靶面温度接近沸点时的阈值光强时,就有

$$I_{th} \sqrt{t} = \text{const.} \quad (1.2)$$

这表示激光脉冲越短,所需要的阈值光强越大。

但是文献[16,18]中指出,上一关系式仅在一定的脉宽范围内才成立,因为当 t 太小时热扩散还来不及把能量送走,激光脉冲就过去了。

蒸发阈 I_{th} 分为三个时间区域(图 1):

$$I_{th} \propto \begin{cases} 1/t & t \ll \delta^2/k, \\ 1/\sqrt{t} & a^2/k \gg t \gg \delta^2/k, \\ \text{与 } t \text{ 无关} & t \gg a^2/k, \end{cases} \quad (1.3)$$

δ , k 上面已介绍过 (δ 为光吸收系数的倒数, $\sim 5 \times 10^{-4}$ 厘米; k 对金属铝为 0.91 厘米²/秒), a^2 为激光焦斑大小, 在我们的典型情况下为 10^{-3} 厘米², 因此可估计出第二区间上下限为

$$10^{-3} \text{ 秒} > t > 10^{-7} \text{ 秒}.$$

我们用于打孔的能量激光器就在这一时间范围内, 即 (1.2) 式适用. 图 1 及 (1.3) 式还表明, 用大功率毫微秒激光来打孔, 由于 I_{th} 急剧增大是不利的.

国外曾用高速照相^[6,7]及 X 射线探孔^[8]方法研究激光扩深的过程, 当 $I > I_{th}$ 时从靶面发生强烈的蒸发, 由喷溅引起的烧蚀率开始增加, 这种喷溅仅在激光尖峰时间才有, 也即破坏带有间歇性, 蒸发产物的辉光与激光同步已在很多文献中^[6,9]谈到.

当光强继续增大时, 在早期形成小孔穴中的高温蒸气进一步吸收激光能量, 在孔内形成高温高压区, 并将尚未达到沸腾的液态金属溅离靶孔, 因此造成了烧灼热小于升华热, 而当光强大于一定值 I_c 时 (I_c 在下面定义), 烧蚀率基本上保持不变. 这时随着孔深的增加, 内部孔径逐渐收小并导致喷出成物流束也逐渐变细. 在激光停止作用之后, 仍有大量金属液体继续喷出, 延续达数十毫秒以上, 其后在远离样品几米处尚可收集到许多冷凝成的金属球或不规则的金属块.

文献 [15] 曾将 10^{-3} 秒、7 焦耳的红宝石激光聚焦到 $I \sim 10^7$ 瓦/厘米² 的功率密度, 对周期表中许多金属进行打孔, 获得了周期式的关系曲线, 结果明显地表明, 一般说来, 熔点愈高的金属难打孔, 熔点愈低的金属孔深愈大.

在有关激光打孔的大量探索性实验中, 最使我们感兴趣的是参考文献 [9, 22] 材料烧蚀率 (本文中用 γ 表示, 其倒数即烧灼热) 与激光功率 I 的关系图. 此处的图 2 即文献 [9] 中的图 8. 图 2 中引了对金属 Cu, Al, Fe, Mg 的实验数据, 它表明当光强大于一定值后, 烧蚀率基本上是一个常数. 获得这些曲线的实验条件是利用振荡时间为 1 毫秒的钹玻璃激光器.

显然, 这样的实验分布曲线使我们易于用一个矩形来近似它, 图 2 中已用虚线框出对金属铝的矩形近似.

因此我们作这样的处理: 将上述一系列金属参数的影响仅唯象地归结为两个特性常数——烧灼热 γ 及破坏阈 I_c (注意 I_c 与前述蒸发阈 I_{th} 不同: $I_c > I_{th}$), 它们有如下关

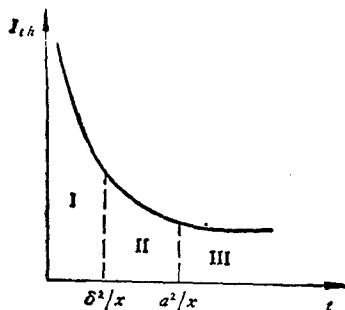


图 1

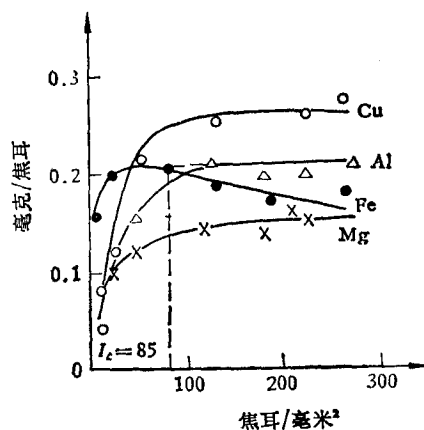


图 2

系:

当 $I < I_c$ 时, $1/\gamma = 0$;

当 $I \geq I_c$ 时, $1/\gamma = \text{const.}$

例如, 对金属铝取 $I_c = 85$ 焦耳/毫米²·毫秒, $\gamma = (5.3 \text{ 焦耳/毫克}) \times (2.7 \text{ 毫克/毫米}^3) = 14.3$ 焦耳/毫米³. 这里 2.7 毫克/毫米³是铝的密度, 从文献 [9] 求出的 γ 值与我们实验测量值 12.5 焦耳/毫米³ 相近. 注意到激光烧灼热小于铝的升华热, 这正是上面所讲的喷溅物中夹杂着大量液态金属的关系. 文献 [9] 中的表 2 引述了一系列金属的烧灼热及升华热.

二、高斯型激光束的传输和建立微分方程

我们知道, 在圆端腔板的开式共焦腔中, 激光模式分布严格来说应是圆扁函数或所谓“超球函数”^[14], 在腔的非涅耳数大的情况下, 近似为拉盖尔·高斯分布

$$I = \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 \left(\sqrt{2} \frac{r}{\omega}\right)^{2l} \left[L_p^l \left(\frac{2r^2}{\omega^2} \right) \right]^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2}\right), \quad (2.1)$$

其中缩合拉盖尔多项式为

$$L_p^l = \frac{e^x x^{-l}}{p!} \frac{d^p}{dx^p} (e^{-x} x^{p+l}).$$

对于 p 及 l 均不为零的高阶模式来说, 它的等强度面及等相位面的传播是比较复杂的, 不如 TEM_{00q} 模的传播来得清楚.

下面我们就 TEM_{00q} 激光基模的传播作一回顾, 如果激光束的能量随时间的分布是均匀的(矩形脉冲), 则被聚焦的 TEM_{00q} 模在透镜焦平面附近的光强分布为^[2,4,5,13] (如图 3 所示)

$$I(r, z) = \frac{E_0}{\pi\omega^2 t} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2}\right), \quad (2.2)$$

其中

$$\omega^2 = \omega_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right], \quad (2.3)$$

式中 t 和 E_0 分别为振荡的时间和总能量, r 是从光轴算起, z 是从焦面算起的距离, ω_0 为焦斑半径(注意和 (2.1) 式中同一记号的光腰半径 ω_0 相区别, 下面一律记 ω_0 为焦斑半径), ω 是高斯光束传播距离 z 以后, $1/e^2$ (中心)光强的光斑半径. $z_0 = \pi\omega_0^2/\lambda$ 被定义为离焦后光斑半径扩展到 $\sqrt{2}\omega_0$ 时的焦深, λ 为激光波长.

在半径从 0 到 r_c 之间含有能量的百分比为

$$p = \frac{E(r_c)}{E_0} = \frac{\int_0^{r_c} 2\pi I r dr}{E_0} = 1 - \exp(-2r_c^2/\omega^2). \quad (2.4)$$

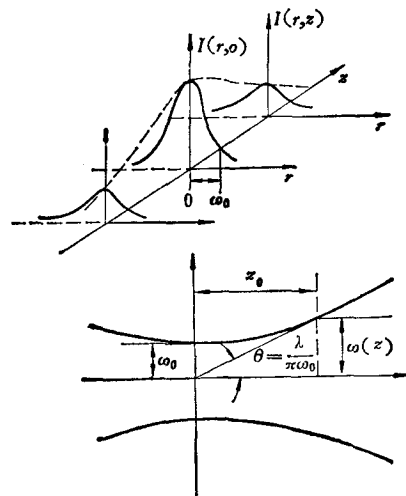


图 3

焦斑半径与透镜焦距 f 之间的关系为 $2\omega_0 = f \times \theta$, 其中 θ 为 TEM_{00} 模的发散角, 如该模充满直径为 d 的透镜, 则

$$\theta = \frac{4\lambda}{\pi d} \approx 1.22 \frac{\lambda}{d},$$

即单模方向性近乎为衍射极限角, 这时有

$$\frac{z_0}{\omega_0} = \frac{2f}{d} = 2F, \quad (2.5)$$

$$\omega_0 = \frac{2}{\pi} \lambda F, \quad (2.6)$$

$$z_0 = \frac{4}{\pi} \lambda F^2, \quad (2.7)$$

F 为透镜的数值孔径.

下面我们来建立激光打孔的微分方程, 如果 $I(r, z) \geq I_c$ 开始有破坏, 则从 (2.2) 式知, 对应的孔径为

$$r_c = \frac{\omega_0}{\sqrt{2}} \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \ln^{\frac{1}{2}} \frac{E}{E_c \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]}, \quad (2.8)$$

其中引入了参数阈值破坏能 $E_c = I_c t \pi \omega_0^2 / 2$.

在打孔过程中, 金属靶的逐层蒸发, 将造成落在阈值孔径 r_0 中激光能量的减少,

$$P(r_c) dE = -\pi r_c^2 dz. \quad (2.9)$$

将 $P(r_c)$ 及 r_c 用 (2.4) 式及 (2.8) 式代入, 并令

$$z/z_0 = x, \quad E/E_c = y,$$

则得到相对能量及相对深度的依赖关系为

$$\frac{dy}{dx} = -a \frac{y(1+x^2)}{y-(1+x^2)} \ln \frac{y}{1+x^2}, \quad (2.10)$$

其中 $a = rz_0/I_c t$, 如令 $\mu = \ln(y/(1+x^2))$, 则 (2.10) 式简化为

$$\frac{du}{dx} = -\frac{2x}{1+x^2} - a \frac{u}{e^u - 1}. \quad (2.11)$$

三、微分方程的求解和孔径等效变换

1. 微分方程的数值计算

方程 (2.10) 在一般情况下是不能用解析方法求解的, 我们这里用计算机进行数值计算.

如图 4 那样建立柱面坐标系, 靶面作为 z 轴的零点, 孔深记为 z , 离开焦平面的位置, z_{00} 为正表明焦点在靶前, z_{00} 为负表示焦点在靶面内. 进行计算的其他数据为

$$I_c = 85 \text{ 焦耳/}(\text{毫米}^2 \cdot \text{毫秒}), \quad r = 14.3 \text{ 焦耳/毫米}^3.$$

用钹玻璃激光器, 器件及打孔透镜孔径为 $d = 16$ 毫米, 激光振荡时间 $t = 1$ 毫秒, 激

光输出单模, $\theta_{\text{H}} = 0.075$ 毫弧度, 取 $f = 80.6$ 厘米, $E_0 = 57.5$ 焦耳。

在进行具体数值计算时, 我们采用精度较高又稳定的龙格-库塔^[12]方法在电子计算机上运算, 也曾用别的数值计算法来校验, 说明解是可靠的。

在上述数据条件下用不同靶位 z_{00} 的初始条件求解 (2.10) 式, 将积分曲线上的每一个 x, y 值 (即 $z/z_0, E/E_c$) 代入 (2.8) 式, 就获得孔径的变化。图 5 给出了孔深及孔形随靶位变化的计算结果。在计算中注意, 表示孔底的位置并不是把能量衰减到零 ($y = 0$), 而是条件 $y/(1+x^2) = 1$ 。

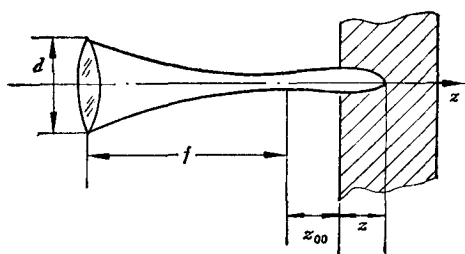


图 4

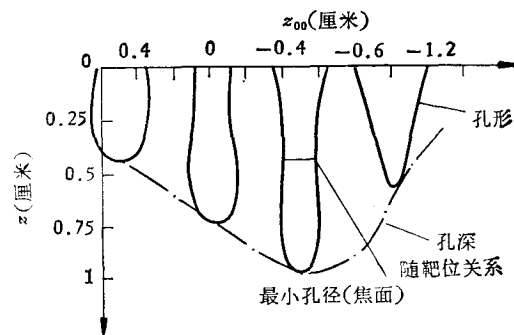


图 5

图 5 中横坐标表示靶位, 纵坐标表示孔深, 计算结果表明, 为得最大孔深 z_m , 靶位必须满足如下条件:

$$z_{00} = -z_m/2. \quad (3.1)$$

也就是说, 焦平面必须深入到总孔深一半的地方。

从孔的形状可以知道, 当焦平面落入孔内一定范围时会出现一种“花瓶状”孔^[2], 孔径先变小, 到达一最小值后又变大。类似于图 7 那样孔形及孔深随靶位变化的规律, 在用较大激光能量的多模振荡打孔时获得了验证。

可将图 5 所示的曲线与文献[1—3]相应曲线对比, 或与文献[16]中 606 页的文字说明对比就可以知道, 计算的结果是符合实际的。孔随靶位的不同形状, 可按激光束加工金属时不同的需要来选择, 例如在工业上一般要在薄工件上打出进孔及出孔孔径差小的高精度孔, 从图 5 可知, 应该使焦面失调, 调至靶面前一定距离, 如将焦点调入工件内很深, 反而会出现不希望有的高锥度孔。

如果希望在一定的激光及透镜参数下打出深度最大的孔, 可将 (3.1) 式当作一个规律来利用。在实际工作中可用下面的实验方法来找到最佳靶位, 先将焦点调到靶面打出一个一定深度的孔, 下一次再将焦点往靶面内移动一个原来孔深一半的距离又打出一个更深一些的孔, 依此类推, 这样只要进行三、四次, 就能很快找到最佳靶位。我们也曾用此法来改进计算, 大大减轻了计量工作量。

此外, 我们还用 (3.1) 式为指导成功地打出了最大孔深, 当用多层薄铝片作靶材料时, 与次打靶的孔形很容易描述出来, 假如发现“花瓶孔”的孔口不在孔深中央而稍偏向孔口, 这表明焦点并不在孔深中央 (3.1 式不满足), 因此这一孔深不是最大孔深 (因为红外光的焦点一般是很难测量的)。下次打孔时就应该把靶面向透镜移动一点, 使焦点落在原孔深

一半的地方,就可以打出更深的孔。

下面探讨孔深与焦距、能量的关系。为了比较不同透镜焦距的打孔水平,必须将靶位这一变化因素撇开,大家都取最大孔深进行对照。曾就前述的典型器件以不同的焦距 f_0 及能量 E_0 进行计算,结果如图 6、图 7 所示。这里假定能量提高后方向性不变坏,仍是单模振荡。

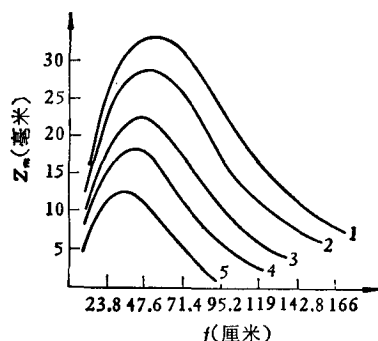


图 6

曲线 1 为 200.9 焦耳; 2 为 143.5 焦耳; 3 为 86.1 焦耳; 4 为 57.5 焦耳; 5 为 28.7 焦耳

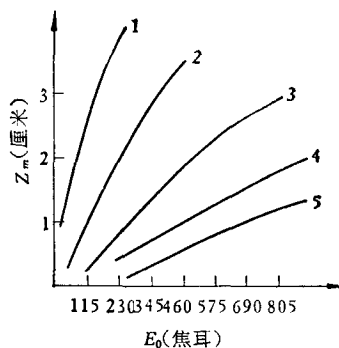


图 7

曲线 1 为 $f = 69.6$ 厘米; 2 为 $f = 121.2$ 厘米; 3 为 $f = 181.8$ 厘米; 4 为 $f = 242.4$ 厘米; 5 为 $f = 303.0$ 厘米

图 6 是以能量为参数的孔深与打孔焦距的关系,从图上可见,当打孔透镜的焦距变大时孔深就变小,大体上以比 $1/f$ 稍快的速度下降,然而当透镜焦距过小时将出现反常情况,这种短焦距透镜打孔时孔深的饱和已在我们的实验中观察到。在工业中常用到的高精度打透孔时,应该用焦距较长的透镜,这时因为焦深变长,在能量足够及靶位适宜时孔的锥度小。

图 7 是以焦距为参数,孔深与能量的变化关系。可以看出在透镜焦距固定时,孔深基本上正比地随能量增大而增加。

2. 孔深在长焦距时的解析解

从 (2.7) 式知焦深 z_0 与 f^2 成正比, z_0 比 f 增长更快,当将靶放在焦平面附近时,孔深随靶位的变化相当缓慢,而且

$$x = z/z_0 \ll 1.$$

这时微分方程 (2.11) 就可以近似解析求解, (2.11) 式右边第一项舍去,剩下的微分方程可以分离变量,最后的孔深解为

$$z = \frac{I_c t}{\gamma} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n \cdot n!} \left(\ln \frac{E_0}{E_c} \right)^n \right] = \frac{I_c t}{\gamma} \left[\ln \frac{E_0}{E_c} + \frac{1}{2 \cdot 2!} \left(\ln \frac{E_0}{E_c} \right)^2 + \frac{1}{3 \cdot 3!} \left(\ln \frac{E_0}{E_c} \right)^3 + \dots \right],$$

其中

$$E_c = \frac{I_c t \pi (f \cdot \theta/2)^2}{2}.$$

注意 (3.2) 式收敛的条件为 $\ln(E_0/E_c) < 1$, 如仍用前一器件进行打孔,但 $E_0 = 4.5$ 焦耳, $f = 4$ 米,不难求出 $E_c = 3$ 焦耳时,

$$z = 6 \text{ 毫米} \left[\ln 1.5 + \frac{1}{4} \ln^2 1.5 + \dots \right] = 2.5 \text{ 毫米},$$

即可以在 4 米远处打穿 2.5 毫米厚的铝靶。将这一近似解与数值解相比较, 可知它们符合得较好, 而且此时不再出现“花瓶孔”。图 8 给出用 $\phi 10$ 孔径单模高斯光束 600 焦耳, 经过 $f = 31.5$ 米长焦距透镜打孔的孔形, 靶位 z_0 从 0 到 0.5 米失焦变化时孔的形状变化很少。

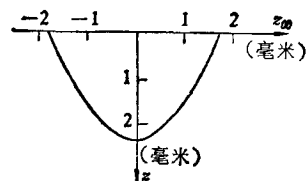


图 8 长焦距孔形

3. 孔径的等效变换

我们知道, 当激光束被扩孔望远镜扩孔 n 倍以后, 其发散角 θ 减小 n 倍, 由拉格朗日亮度不变定理^[19], 扩孔后在焦距为 nf 的焦平面上的亮度与未扩孔时焦距为 f 的焦平面上亮度相同, 这样扩孔之前用焦距为 f , 孔径为 d 透镜所打出的孔, 应与扩孔后焦距为 nf , 孔径为 nd 的透镜打出的孔一样, 写成数学的语言就是

$$Z_m(f, E_0, \theta, d) = Z_m\left(nf, E_0, \frac{\theta}{n}, nd\right), \quad (4.1)$$

式中 Z_m 为最大孔深。

因此前述图 8 中 600 焦耳、 $\phi 10$ 毫米孔径、 $f = 31.5$ 米打孔的孔形也可认为是 $\phi 80$ 毫米孔径、 $f = 252$ 米打孔的孔形。

这里还需指出, 在微分方程里出现的参数 a , z_0 , E_c 及 E_0 中, a 与材料的特性有关, z_0 决定着焦深, 在激光波长一定时与透镜的焦距 f 有关, E_c 在透镜孔径一定时与焦距 f 及破坏阈 I_c 有关, E_0 是微分方程中的初始值。

显然, 两种金属材料, 假如它们的材料参数满足 $\gamma_1/I_{c1} = \gamma_2/I_{c2}$, 使得 a 相同, 则它们的打孔规律也应该一样。对于同一种指定的金属材料, 已知在 $Z_\infty = -Z_m/2$ 时有最大孔深 Z_n , 它仅是 f 与 E_0 的函数, 我们把它写为 $Z_m(E_0, f)$, 因此我们可以在广泛的 E_0 , f 范围内用电子计算机算出这一超越函数的表格。

四、讨论与结论

1. 本文在矩形近似下将影响激光打孔的材料参数, 唯象地用烧灼热 γ 及破坏阈 I_c 来表示, 在这种模型下, 用高斯光束打金属孔, 孔的形状随靶位而变化, 并且仅当焦面落在靶孔深度一半的位置上时, 才能得到最大的孔深。

同时只要通过基本实验对某一金属作出类似于图 2 那样的曲线定出 γ 及 I_c , 就可以用计算金属铝的同一计算程序, 修改 γ 及 I_c 的值, 从而方便地求出另一种金属的孔深表 $Z_m(E_0, f_2)$ 。

也必须指出这种矩形近似对 I_c 的选取有一定的任意性, 严格说来应对图 7 中到达饱和和以前的曲线进行均方偏差极小的计算, 求出合理的 I_c 。更严格的是, 应用合理的解析公式来表达从 I_{th} 到饱和点的热烧蚀率曲线, 列出类似于 (2.10) 式的方程并进行求解。

2. 实验发现, 当用某种方式对激光“尖峰”进行调制或使用无尖峰的准连续激光器

时^[20],破坏机理有新的特点。但我们在本文中未涉及尖峰结构,也未涉及激光能量脉冲包络的形状,仅限于普遍无规尖峰结构的自由振荡激光器。

3. 实际的激光器是一个混乱的多模振荡,这里不仅有工作物质——玻璃棒的透镜形变,还可能有局部区域的自聚焦,在毫秒的振荡时间过程中,横模的多模组合分布花样也会产生跃变。就是一个指定共焦腔的高阶横模,其空间传输的非涅耳衍射也不象高斯基模那样有明确的旋转双曲等强度面的扩展(满足高斯光学)。

一个不稳定腔的模式传播更为复杂,我们从文献[19]图8.43中看到,就是一个均匀振幅的球面波,在焦点附近的等强度面分布将出现复杂的波纹(见图9),显然用这样的光束进行打孔,其计算将更复杂化。

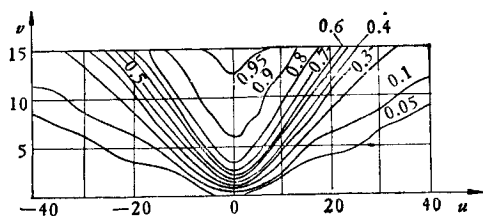


图9 均匀振幅球面波在焦点附近的等强度面

$uOcz, vOcr$, 曲线旁的数字是当等强度线绕 u 轴旋转后曲面
内含有光能的比例

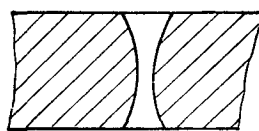


图 10

尽管如此,我们在观察千焦耳水平的多模激光器在焦点附近的散射踪迹时,观测到等强度面仍近乎为旋转双曲面,这一点与文献[17]中对红宝石激光器在焦点附近的光束传输观测一致。

正是这一光束传输中的类似,使得本文中对单模高斯光束计算的定性结论对现实激光器依然有约束力,例如激光孔形与靶位,孔深与靶位的定性关系,最大孔深满足焦点落在孔深一半地方的结论均已得到了验证。而不同材料的超越函数表 $Z_M(E_0, f)$ 允许我们对不同的打孔能力进行预测和比较。

4. 实际的打孔是一个更为复杂的过程,在这里并没有计入材料的反射系数,导热系数和比热等热物性随温度的变化^[22],也没有考虑喷射物对孔口的冲刷作用,引起孔口形状稍稍偏离计算值。

特别是我们没有计入喷物的等离子羽对激光束的屏蔽效应^[23],这一效应将大大减少激光对靶的相互作用,在这种情况下为了得到与文中一致的孔形及孔深,必须消耗更多的能量。

5. 前面指出的孔形随靶位变化等定性结论,不只对金属材料成立,在实验中发现对钟表钻石及金刚石等也成立,在要求孔进口与出口有小公差的精打孔时,应聚焦在靶前。

工业上有时要求打出一定锥度的拉丝孔(见图10),这时应该将焦点聚入靶板内一定距离,在材料的正面打一次以后,将板反过来在同样的位置再打一次成孔。

参 考 文 献

- [1] 激光在工业上的应用,上海人民出版社,1972年。

- [2] 樋口隆一ほか, 三菱电机技报, **45**(1971), 1298.
- [3] В. М. Суминов, 机械と工具, **6** (1971), 37; 小林昭、日本机械学会志, **75** (641) (1972), 953.
- [4] A. Maithand, M. H. Dunn, *Laser Physics*, 1969.
- [5] Larry Marshall, *Laser Focus*, **9**(1971), 26.
- [6] J. P. Ready, 1964 *Proc. Nat'l Electronics Conf.*, 22, 67.
- [7] А. М. Бонч-Бруевич, Я. А. Имас, физика и химия Обработки Материалов, **5** (1967), 3.
- [8] И. Г. Карасев и др., *ЖТФ*, **40**, (1970) 1954.
- [9] С. И. Анасьмов и др., *ЖТФ*, **36**, (1966) 1273.
- [10] М. Н. Либенсон и др., *ЖТФ*, **38**, (1968) 1116.
- [11] 金弼铉、难波进, 电子科学, **20** (10) (1970), 74.
- [12] 复旦大学数学系编, 计算方法, 1961.
- [13] H. M. Haskal, A. N. Rosen, *Appl. Opt.*, **10**(1971), 1354.
- [14] E. Wolf, *Progress in Optics*, **9**, p. 311.
- [15] А. И. Акимов, Л. И. Миркин, *ДАН СССР*, **183**, (1968) 562.
- [16] В. А. Батанов и др., *ЖЭТФ*, **63**, (1972) 586.
- [17] John F. Deady, Effects of high power laser radiation.
- [18] A. M. Prokhorov, *IEEE J.*, **QE-9** (1972) 503.
- [19] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*.
- [20] Dr. Dieter Röss, *Laser Light Amplifiers and Oscillators*.
- [21] F. P. Gagliano *et al.*, *Proc. IEEE*, **57**(1969), 14.
- [22] 谈洪、朱宗厚, 气动激光技术, 第二章, 第一节.
- [23] P. J. Klass, *AW & ST*, **99**(2) (1973).

A THEORETICAL CALCULATION OF METAL DRILLING BY LASERS

LU REN-XIANG

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

ABSTRACT

A "rectangular" phenomenological model of interaction between ns pulses of laser beam and metals has been set up. When power density is greater than the damage threshold, the metal possesses a constant ablation rate. A differential equation has been obtained by combining propagation of a Gaussian beam. Through numerical calculation, relations of the dependence of depth and shape of hole on the target position, lens focal length, directionality and energy of laser beam have been discussed.