

(五) 代表论文 (技术类)

- 1.直角内圆锥面全反射镜激光谐振腔模式的数值模拟(2)
Mg 掺杂对 ZnO 基体声波谐振器性能的影响
- 2.抛物面镜离轴非稳腔稳定性研究
- 3.不同结构非稳腔光束特性研究
- 4.Modeling of scaling of a diode longitudinally pumped metastable rare gas with a master oscillator power amplifier
- 5.基于 FPGA 的 DMA 方式高速数据采集系统设计
- 6.基于 MOPA 激光器的动力电池防爆阀激光焊接系统
- 7.手提式钢缆激光切割系统的设计
- 8.一种双棒串接大功率固体激光切割系统
- 9.自动抓斗卸船三维激光扫描系统的应用
- 10.动力电池防爆阀激光焊接工艺
- 11.非共焦离轴正支非稳腔光束特性研究
- 12.轧辊光纤激光毛化系统
- 13.Mg 掺杂对 ZnO 基体声波谐振器性能的影响
- 14.基于虚拟仿真的激光加工实训系统的开发与设计
- 15.基于 MFC 的红外图像处理软件设计

1.直角内圆锥面全反射镜激光谐振腔模式的数值模拟(2) Mg 掺杂对 ZnO 基体声波谐振器性能的影响

第 41 卷第 3 期
2021 年 6 月

应 用 激 光
APPLIED LASER

Vol. 41, No. 3
June 2021

直角内圆锥面全反射镜激光谐振腔模式的数值模拟

王伟, 万文, 何琼, 杨晟, 石金发

(武汉软件工程职业学院电子工程学院, 湖北 武汉 430205)

摘要 直角内圆锥面全反射镜激光谐振腔由于其特殊的结构, 从而具有较好的抗失调特性。选择高功率横流 CO₂ 激光器作为数值模拟的模型, 采用 Fox-Li 迭代法对此种谐振腔的输出光束模式进行了分析。当光束在直角内圆锥面全反射镜处发生翻转时, 进行了简化计算。由于直角内圆锥面全反射镜会干扰光束的偏振态, 所以采用一种矢量分析的方式对输出光束的模式进行了分析。研究发现当选取 P 光和 S 光的反射率相差超过 3% 时, 此种谐振腔可得到偏振纯度为 1 的径向偏振光或角向偏振光。

关键词 激光谐振腔; 直角内圆锥面; 输出光束模式; 偏振态

中图分类号: TN242

文献标志码: A

doi: 10.14128/j.cnki.al.20214103.657

Numerical Simulation of an Optical Resonator with a 90° Cone Reflector

Wang Wei, Wan Wen, He Qiong, Yang Sheng, Shi Jinfa

(Wuhan Vocational College of Software and Engineering, Wuhan, Hubei 430205, China)

Abstract An optical resonator with a 90° cone reflector has a better misalignment tolerance because of its special structure. In this paper, a high-power transverse flow CO₂ laser is selected as a model for numerical simulation, and the Fox-Li iterative approach has been used to analyze the output beam mode of the laser resonator. Calculation process is simplified when the beam transformation occur at 90° cone reflector. Because a 90° cone reflector is a no-paraxial device, and linear polarization is not preserved by the reflection. A modified vector method is used to analyze mode distribution of the output beam, and the results show that when the reflectivity difference between P and S polarizations is more than 3%, the radially polarized or azimuthally polarized beam with a polarization purity of 1 can be obtained by such resonator.

Key words laser resonator; 90° cone reflector; output beam distribution; polarization

0 引言

直角内圆锥面全反射镜激光谐振腔是屋脊类光学谐振腔的一种, 直角内圆锥面全反射镜具有空间定向反射特性, 光线经两次反射后将平行于入射光线返回, 故而这种谐振腔具有良好的抗失调特性^[1]。本文选择横流 CO₂ 激光器作为数值模拟的模型, 采用 Fox-Li 迭代法对直角内圆锥面全反射镜激光谐振腔的输出光束模式进行了计算。由于直角内圆锥面全反射镜的特殊结构, 故可运用能量守恒的原理将光束转换过程进行简化。

光场是一个矢量场而不是标量场, 因而在分析输出光束模式时应考虑其偏振态的变化。直角内圆锥面全反射镜是一个不满足傍轴近似的器件, 所以

当光经其反射输出时偏振状态必然会受到干扰, 而且光波的 S 波和 P 波在发生反射时反射系数和附加相位因子可能不相同。

本文采用一种将标量计算结果进行合成得到光束矢量场分布的方法, 对直角内圆锥面全反射镜激光谐振腔输出光束模式的偏振态进行了分析。发现当 S 波和 P 波的反射率取值满足一定条件时, 这种激光谐振腔可得到径向和角向偏振光。

1 理论分析

从菲涅耳-基尔霍夫衍射积分出发, 可以建立一个描述光学谐振腔特性的本征方程, 利用这个方程就可以得到谐振腔的输出光束模式、相位分布、衍射损耗等。菲涅耳-基尔霍夫的标量衍射理论如下:

收稿日期: 2020-09-16

基金项目: 武汉市科技局应用基础前沿专项(2019010701011383)

作者简介: 王伟(1988-), 男, 讲师。研究方向: 高功率激光器激光谐振腔、激光加工及激光光束整形。E-mail: wangwei050413@126.com

设已知空间任一曲面 S 上光波场的振幅和空间相位分布函数为 $\mu(x', y')$, 这里 (x', y') 为 S 面上点的坐标。由它在所要考察的空间任一点 P 处产生的场为 $\mu(x, y)$, 这里 (x, y) 为观察点 P 的坐标。按照菲涅耳-基尔霍夫公式有:

$$\mu(x, y) = \frac{ik}{4\pi} \iint_S u(x', y') \frac{e^{-i\theta\rho}}{\rho} (1 + \cos \theta) ds' \quad (1)$$

式中: ρ 为源点 (x', y') 与观察点 (x, y) 之间连线的长度; θ 为 S 面上点处 (x', y') 的法线 n 与上述连线之间的夹角; ds' 为 S 面上点 (x', y') 处的面积元; $k=2\pi/\lambda$ 为波长的模。积分沿整个 S 面进行。采用此公式即可将腔镜上的场联系起来, 于是经过 q 次传输而产生的场 $E_{q+1}(x, y)$ 与产生它的场 $E_q(x', y')$ 间应满足:

$$E_{q+1}(x, y) = \frac{ik}{4\pi} \iint_S u(x', y') \frac{e^{-i\theta\rho}}{\rho} (1 + \cos \theta) ds' \quad (2)$$

当传播次数 q 足够大时, 除了一个表示振幅衰减和相位移动的复常数因子 γ 外, E_{q+1} 应能将 E_q 再现出来, 即 $E_{q+1} = \gamma E_q$ 。求解谐振腔模式的问题便成为了求解上述积分方程的问题^[2]。

直角内圆锥面全反射镜激光谐振腔的结构如图 1 所示。 M_1 为圆形平面输出镜, M_2 为直角内圆锥面全反射镜, M_1 和 M_2 的半径为 a , 谐振腔的腔长为 L 。采用特征向量法对谐振腔的模式进行计算, 在模拟时需要将镜面划分成径向和角向的若干个小网格, 在进行数值积分时, 网格数的选取对于计算精度和效率很重要。直角内圆锥面全反射镜由于特殊的结构, 其镜面上的两个点到平面输出镜上同一点最大的距离差是波长的 1000 倍以上, 而平行平面腔和平稳腔中这一数据只是波长的 10 倍左右, 所以直接采用菲涅耳-基尔霍夫衍射积分方程进行计算时需要的网格数巨大, 进行模拟时很困难。本文采用能量守恒的原理简化计算过程^[3]。

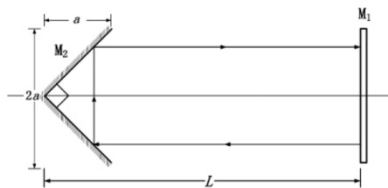


图 1 直角内圆锥面全反射镜激光谐振腔结构示意图
Fig. 1 Schematic diagram of the optical resonator with a 90° cone reflector

1.1 采用能量守恒原理简化计算

本文将光束在谐振腔中的传输分为两个部分, 如图 2 所示。第一部分为光束从输出镜出发到达直角内圆锥面全反射镜并经过它反射, 第二部分为光束从 1 平面到 2 平面之间的自由空间传输。

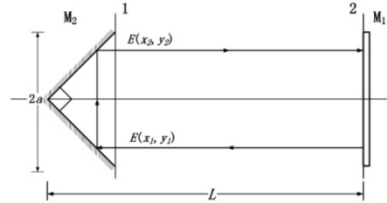


图 2 直角内圆锥面全反射镜激光谐振腔的光路图
Fig. 2 The optical path diagram of the optical resonator with a 90° cone reflector

当光束在直角内圆锥全反射镜处进行变换时, 由于这一过程中菲涅耳数很大, 相位的变化由光程 $2a$ 决定, 而能量守恒定律可决定这一过程中的振幅变化^[4]。基于此, 可将这一阶段的传输过程写为: $E(x_2, y_2) = E(x_1, y_1) \cdot e^{-i\theta L_1}$, 其中 $L_1 = 2a$, 而当光束在 1 平面和 2 平面间传输时, 则直接运用公式 (1) 进行计算。

1.2 运用矢量方法对谐振腔进行分析

光场是矢量场, 但当衍射孔径的几何尺寸远大于光波波长, 且在远离衍射孔径的地方观察场的条件时, 由标量场的衍射理论可以得到相当满意的结果。而由于直角内圆锥面全反射镜是一个非傍轴器件, 光束在经过它反射后偏振态会被干扰, 所以此时必须采用矢量的方式对光场进行分析。本文采用方法是, 将矢量场分解为两个相互垂直的标量场使其分别在光场中传输, 当得到稳定的光场后, 再将其进行合成得到矢量场的分布^[5]。具体的模拟过程如下: 用垂直于传播方向的两个标量场 $E_x(x, y)$ 和 $E_y(x, y)$ 描述矢量场, 当光场在自由空间传输时, 采用菲涅耳-基尔霍夫公式进行计算。当光场在直角内圆锥面全反射镜处发生变换时, 由于 S 波和 P 波的反射系数有差别, 所以需要进行坐标变换, 将它们分开考虑。具体过程由下面的公式给出:

$$\varphi = \arctan(y_1/x_1), L_1 = 2a \quad (3)$$

$$E_p(x_1, y_1) = E_x(x_1, y_1) \cos \varphi + E_y(x_1, y_1) \sin \varphi \quad (4)$$

$$E_s(x_1, y_1) = E_s(x_1, y_1) \sin\varphi + E_y(x_1, y_1) \cos\varphi \quad (5)$$

$$E_p(x_2, y_2) = -r_p^2 E_p(x_1, y_1) \exp(-ikL_1) \quad (6)$$

$$E_s(x_2, y_2) = -r_s^2 E_s(x_1, y_1) \exp(-ikL_1) \quad (7)$$

$$E_s(x_2, y_2) = E_p(x_2, y_2) \cos\varphi - E_s(x_2, y_2) \sin\varphi \quad (8)$$

$$E_y(x_2, y_2) = E_p(x_2, y_2) \sin\varphi - E_s(x_2, y_2) \cos\varphi \quad (9)$$

上式中: r_p 和 r_s 分别为 P 波和 S 波的反射系数, 是一个复常数。选取合适的初始场, 运用设定的光腔参数, 就可以利用上述公式采用 Fox-Li 的方法对光腔进行模拟。

2 数值模拟

谐振腔的腔长 $L=3$ m, 波长 $\lambda=1.06 \times 10^{-5}$ m, 输出镜的半径设为 10 mm。运用矢量的方法对直角内圆锥面全反射镜激光谐振腔的输出光束模式进行模拟, 设定饱和光强为 0.5 kW/cm^2 , 小信号增益为 0.005 cm^{-1} , 输出镜透过率为 70%。选取不同的 P 波和 S 波的反射系数 r_p, r_s 进行模拟^[6]。

图 3 描述的是当 r_p 模值为 1 时, 改变 r_s 的模值, 此时偏振光纯度的变化情况。偏振纯度 P 定义如下:

$$P = \frac{I_p}{I_p + I_s} \quad (10)$$

其中, I_p 和 I_s 分别描述的是 P 波和 S 波的光强。 $P=0.5$ 时, 代表此时谐振腔输出模式可能为随机偏振、线偏振或者圆偏振。 P 值越接近于 1, 代表此时径向偏振光的纯度越高; P 值越接近于 0, 则代表此时角向偏振光的纯度越高。从图 3 中可以发现: 当 r_p, r_s 的模值相差 3% 时, 径向偏振光的纯度为 1; 反之, 当 r_s 的模值比 r_p 高 3% 时, 同样可以获得纯度为 1 的角向偏振光。

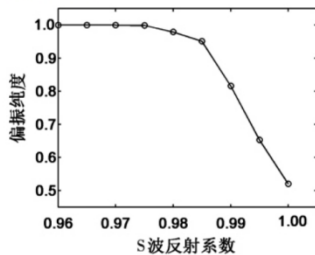


图 3 偏振纯度 P 随 r_s 模值的变化
Fig. 3 The polarization purity P vs. the absolute value of r_s

图 4 描述的是当 $|r_p|=|r_s|=1$ 时, 得到的输出光束归一化光强分布。此时光强分布类似于拉盖尔高斯模式 LG_{10} , 光强分布为环形且中心部分光强为 0, 但此时的偏振态随机。

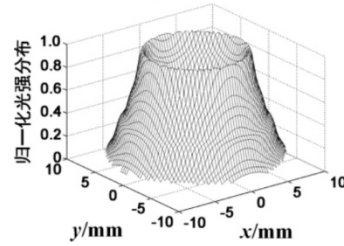


图 4 反射系数相等时的光强分布
Fig. 4 Normalized intensity distribution of the output beam when the reflectivity of p and s polarizations is equal

图 5 描述的是 $|r_p|=1, |r_s|=0.97$ 时, 输出光束归一化光强分布 [图 5(a)] 以及输出光束的偏振态 [图 5(b)]。从图 5 中可以看出, 输出光束的偏振态及能量分布为典型的径向偏振光。

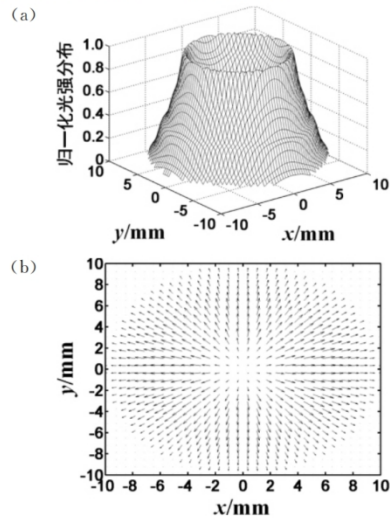


图 5 径向偏振光的归一化光强分布及偏振态分布
(a) 光强分布 (b) 偏振态分布
Fig. 5 Normalized intensity and polarization distribution of the radially polarized beam

图 6 描述的是 $|r_s|=1, |r_p|=0.97$ 时, 输出光

束归一化光强分布[图 6(a)]以及输出光束的偏振态[图 6(b)]。从图 6 中可以看出,输出光束的偏振态及能量分布为典型的角向偏振光。

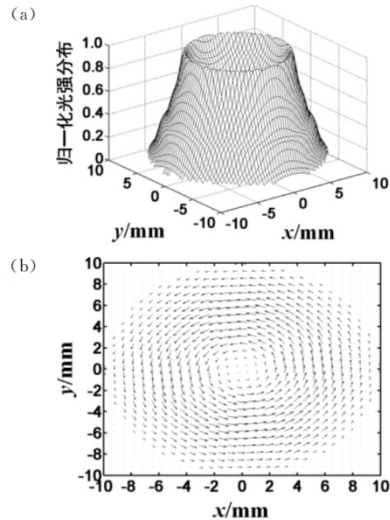


图 6 角向偏振光的归一化光强分布及偏振态分布
(a)光强分布 (b)偏振态分布
Fig. 6 Normalized intensity and polarization distribution of the azimuthally polarized beam

图 7 描述的是当 $|r_p|=1, |r_s|=0.97$ 时,输出光束聚焦后的光强分布。经计算,直角内圆锥面全反射镜激光谐振腔输出光束的 M^2 因子为 2.21,与输出光束的偏振态无关,且与理想情况下的 LG_{10} 模式的 M^2 因子接近。

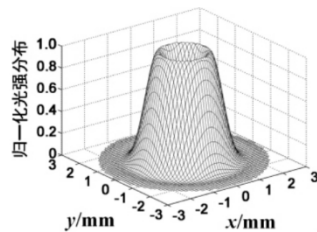


图 7 输出光束聚焦后的归一化光强分布
Fig. 7 Normalized intensity distribution of the focused beam

由以上模拟结果看出,对直角内圆锥面全反射镜激光谐振腔采用矢量分析的方式,当选取的参数不同时,得到的结果也不同。当 P 波和 S 波的反射系数相差 3% 时,这种谐振腔可得到纯度为 1 的径向偏振光和角向偏振光,且聚焦后光场的能量分布及偏振态不会发生变化。

3 结论

在直角内圆锥面全反射镜激光谐振腔中,由于光束传输到尾镜时有一个翻转的过程,采用通常的方法对其进行模拟是行不通的。本文采用能量守恒的原理将光束转换过程进行了简化。另一方面,由于光场是矢量场,直角内圆锥面全反射镜是非傍轴器件,所以光场经过其传输时,偏振态会受到干扰。本文采用了一种矢量模拟的方式,运用 Fox-Li 迭代的方法对此情况下的光腔模式进行了模拟。当选取的参数不同时,得到的结果也不同,证明采取此种方法的必要性。当 P 波和 S 波的反射系数相差 3% 时,这种谐振腔可得到纯度为 1 的径向偏振光和角向偏振光,且光场的远场分布和偏振态均不会产生变化。

参考文献

- [1] LIU J Y, CHEN C J, HWANG M Y. Misalignment characteristics of resonators formed by 90° cone and mirror[J]. Applied Optics, 1980, 19(15): 2569-2573.
- [2] 秦应雄. 大增益区高功率激光谐振腔的研究[D]. 武汉: 华中科技大学, 2008: 29-31.
- [3] TYLER G A, SOUTHWELL W H. Synthesis of the vector resonator modes from scalar results[J]. Optics Letters, 1980, 5(2): 42-44.
- [4] EHRLICHMANN D, HABICH U, PLUM H D. Diffusion-cooled CO_2 laser with coaxial high frequency excitation and internal axicon [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 1993, 26(2): 183-191.
- [5] ENDO M. Numerical simulation of an optical resonator for generation of a doughnut-like laser beam[J]. Optics Express, 2004, 12(9): 1959-1965.
- [6] ENDO M. Development of an optical resonator with conical retroreflector for generation of radially polarized optical beam[C]//Lasers and Applications in Science and Engineering. Proc SPIE 6872, Laser Resonators and Beam Control X, San Jose, California, USA. 2008, 6872: 687207.

2. 抛物面镜离轴非稳腔稳定性研究

第 39 卷第 1 期
2019 年 2 月

应 用 激 光
APPLIED LASER

Vol. 39, No. 1
February 2019

抛物面镜离轴非稳腔稳定性研究

王炜¹, 万文¹, 唐霞辉²

(¹武汉软件工程职业学院, 湖北 武汉 430205; ²华中科技大学激光加工国家工程研究中心, 湖北 武汉 430074)

摘要 激光器的谐振腔在实际装配过程及运行过程中很难保证完全调准, 因此研究谐振腔的稳定性十分必要。采用“Rigord 分析法”分析了抛物面镜离轴非稳腔和球面镜腔角度失调时功率提取效率的变化, 对腔长改变时两种谐振腔的输出特性进行了讨论, 同时研究了腔镜曲率半径增大的抛物面镜离轴非稳腔的稳定性。结果表明, 当失调角度在 ± 6 mrad 变化时, 抛物面镜腔的功率提取效率比球面镜腔高 5.6%; 当谐振腔腔长的变化值在 $-1 \sim 1$ mm 的范围内时, 抛物面镜离轴非稳腔的功率提取效率比球面镜腔高 3.5%; 当谐振腔腔镜曲率半径增加 2 mm 时, 抛物面镜腔的功率提取效率增加, 且抗失调特性更好。

关键词 非稳腔; 光束质量; 数值模拟; 失调特性

中图分类号: TN242 **文献标识码**: A **doi**: 10.14128/j.cnki.al.20193901.162

Stability of Off-axis Unstable Resonator with Parabolic Mirrors

Wang Wei¹, Wan Wen¹, Tang Xiahui²

(¹Wuhan Vocational College of Software and Engineering, Wuhan, Hubei 430205, China;

²National Engineering Research Center for Laser Processing, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, Hubei 430074, China)

Abstract It is difficult to ensure perfect alignment of the laser resonator in the process of actual assembly and operation process. Therefore, it is necessary to study the stability of resonator. The “Rigord analysis method” is used to analyze the variation of power extraction efficiency for parabolic mirror off-axis unstable resonator and spherical mirror resonator, when the angle is out of adjustment. The output characteristics of the two types of resonator are discussed, and the stability of the off-axis unstable resonator is studied when the radius of curvature of the resonator mirror increased. The results show that the power extraction efficiency of the parabolic mirror resonator is 5.6% higher than that of the spherical mirror one when mirror tilt angles varied between -6 mrad to 6 mrad. For parabolic mirror resonator, the power extraction efficiency is 3.5% higher than that of the spherical mirror resonator, when the variation of cavity length is in the range of -1 mm to 1 mm. When the radius of curvature of resonator mirror is increased by 2 mm, the power extraction efficiency of the parabolic mirror resonator is increased and the anti-misalignment characteristics are better.

Key words unstable resonator; beam quality; numerical simulation; misalignment characteristics

0 引言

板条激光器由于使用面增比技术, 通过增加增益区的面积, 即可提高激光器的输出功率^[1-2], 因此高功率板条激光器增益介质的横向尺寸很大, 导致该方向上腔镜的尺寸较大^[3-4]。为了消除此时腔镜球差产生的不利影响, 激光器可采用抛物面腔镜^[5-6]。

激光器在工作中时, 谐振腔的失调现象无法避免。由于在谐振腔实际装配过程中很难保证将激光

器完全调准。此外, 在激光器的实际运行过程中, 即使是完全调准的激光器也会因为机械振动、热变形等原因产生失调。因此对抛物面镜离轴非稳腔的稳定性进行讨论十分必要^[7-9]。

采用“Rigord 分析法”^[10-11], 本文首先分析了抛物面镜离轴非稳腔和球面镜腔角度失调时, 功率提取效率的变化情况以及光束特性; 然后研究了腔长改变时, 两种谐振腔的输出特性; 最后对腔镜曲率半径增

收稿日期: 2018-05-23

基金项目: 湖北省教育厅科研计划指导性资助项目(项目编号: B2018474)

作者简介: 王炜(1988—), 男, 博士, 主要从事激光谐振腔及光束整形的研究。E-mail: wangwei050413@126.com

— 162 —

大的抛物面镜离轴非稳腔的稳定性进行了研究。

1 离轴非稳腔角度失调特性分析

离轴非稳腔的结构如图1所示,其中图1(a)为离轴正支腔结构,图1(b)为离轴负支非稳腔,谐振腔长度为 L ,输出镜的半宽为 a , M 为谐振腔放大率。本文以2 kW 射频板条 CO_2 激光器为数值模型,谐振腔的放大率 $M=-1.13$,非稳方向上的有效菲涅尔数 $N_{\text{eq}}=673$,输出镜半宽 $a=81\text{ mm}$ 。

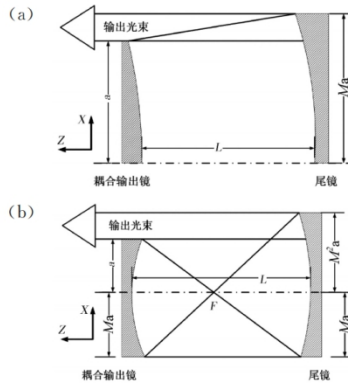


图1 离轴非稳腔结构示意图

(a)离轴正支腔 (b)离轴负支腔

Fig. 1 Schematic diagram of off-axis unstable resonator structure

激光谐振腔在工作过程中必然存在多种损耗,因此激光器只能输出腔内最大可获得功率的一部分,这部分功率与最大功率的比值,即谐振腔的提取效率。

本文采用由美国贝尔实验室的研究人员提出的“Rigord分析法”对离轴非稳腔失调时的功率提取效率进行分析。非稳腔是将其损耗作为激光输出,如图1所示,根据A E Siegman等的分析,光束在一维离轴非稳腔中往返一次后功率的变化为 $V=1-1/M$, V 表示经过一次往返传输后,激光输出功率占腔内总功率的比值,这与稳定腔中输出镜的透过率 T 类似, M 表示谐振腔的放大率。根据“Rigord分析法”离轴非稳腔中的功率提取效率 η 可由式(1)描述

$$\eta = \frac{(1-l)^{1/2} T}{[(1-l)^{1/2} + (1-l-T)^{1/2}][1 - [(1-l)(1-l-T)]^{1/2}]} \left(1 + \frac{\ln[(1-l)(1-l-T)]}{2g_0 L_A} \right) \quad (1)$$

式中, l 为非稳腔中光束经一次往返后总的损耗(损耗包含了镜面上的损耗、散射以及腔内的吸收损耗); g_0 为 CO_2 激光器的小信号增益, $g_0=0.5\text{ m}^{-1}$; L_A 表示激光增益区的长度。

谐振腔发生失调时,谐振腔的耦合输出损耗 δ 将发生变化, δ 为非稳腔输出镜平面上实际输出的光强与平面上总光强的比值。因此, δ 即等效为非稳腔输出镜的透过率 T ,由式(1)可知,当 T 发生变化时,谐振腔的提取效率 η 必然产生变化。

本文首先对抛物面镜离轴非稳腔和球面镜离轴非稳腔的角度失调特性进行了研究。当输出镜失调角度在 $\pm 6\text{ mrad}$ 范围内时,两种谐振腔对应的功率提取效率如图2所示,图中虚线表示抛物面镜腔的情况,实线则描述的是球面镜腔。从图中可以看出,失调时两种谐振腔功率提取效率的变化规律类似,当失调角度超过 $\pm 3\text{ mrad}$ 的范围时,谐振腔的功率提取效率均显著下降。但抛物面镜腔的功率提取效率更高。经计算,当失调角度在 $\pm 6\text{ mrad}$ 变化时,抛物面镜腔的功率提取效率比球面镜腔高5.6%。

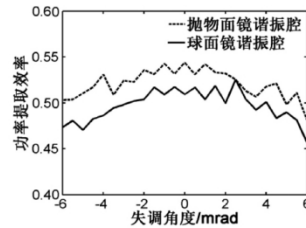


图2 不同谐振腔失调时的功率提取效率

Fig. 2 Power extraction efficiency for different types of resonator with different mirror tilt angles

图3描述了两种谐振腔输出镜角度失调时,输出镜平面上输出光束部分的强度分布,图中横坐标为0的位置代表输出光束光轴的位置。图3(a)、图3(b)和图3(c)分别为抛物面镜离轴非稳腔失调 -3 、 0 和 $+3\text{ mrad}$ 时,输出光束的能量分布;图3(d)、图3(e)和图3(f)分别为球面镜离轴非稳腔失调相同角度时,对应的输出光束能量分布。图3说明失调角度较大时,谐振腔输出光束的边缘部分能量明显下降,不利于高功率激光器的稳定运行。而图3(a)和图3(d),以及图3(c)和图3(f)的对比说明,抛物面镜离轴非稳腔的抗失调特性优于球面镜腔。因为,当失调角度相同时,抛物面镜腔输出光束边缘能量的下降幅度明显小于球面镜腔,说明此

时抛物面镜腔受到的影响相对较小。这表明抛物面镜离轴非稳腔不仅消除了球面镜腔中球差的影响,同时,谐振腔的抗角度失调特性也得到了提升。

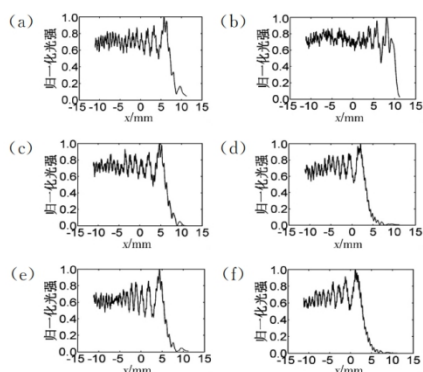


图3 不同谐振腔角度失调时输出平面上输出光束部分的能量分布
(a)抛物面镜腔失调-3 mrad时
(b)抛物面镜腔未失调
(c)抛物面镜腔失调+3 mrad时
(d)球面镜腔失调-3 mrad
(e)球面镜腔未失调
(f)球面镜腔失调+3 mrad时

Fig. 3 Normalized output beam energy distribution on the output plane for different types of resonator with different mirror tilt angles

2 腔长变化对谐振腔输出特性的影响

图4为腔长变化时,不同类型谐振腔的功率提取效率。当腔长不变时,抛物面镜离轴非稳腔的功率提取效率为0.544;腔长减小时,功率提取效率在0.540附近波动;腔长增加时,功率提取效率整体呈下降趋势,当腔长增加3 mm时,功率提取效率为0.503,对比腔长不变时下降7.5%。

对于球面镜腔,当腔长减小时,提取效率在0~ -1.8 mm的范围内有所提升,继续减小腔长,谐振腔的提取效率会一直在0.535附近波动,当腔长减小超过3 mm时,仍然是这种情况。而当腔长增加时,功率提取效率的变化规律与抛物面镜谐振腔类似,当腔长增加3 mm时,功率提取效率为0.477,与腔长不变时相比下降了7%。

将两种谐振腔的变化情况进行对比,当腔长与共焦腔腔长相比,在-1~1 mm范围内变化时,抛物面镜腔的功率提取效率比球面镜腔高3.5%。

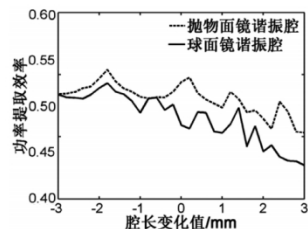


图4 腔长变化时不同类型谐振腔的功率提取效率
(横坐标0值代表理想共焦腔)

Fig. 4 The power extraction efficiency for different types of resonator when cavity length changes
(The abscissa 0 value represents the ideal confocal resonator)

图5为腔长变化时,抛物面镜离轴非稳腔输出平面上输出光束部分的能量分布,图中横坐标为0的位置代表输出光束光轴的位置。图5(a)、图5(b)和图5(c)分别表示抛物面镜谐振腔腔长减小2 mm,腔长不变及腔长增加2 mm时,输出光束的强度分布。图5(d)、图5(e)和图5(f)为对应的球面镜腔腔长改变时,输出光束的强度分布。

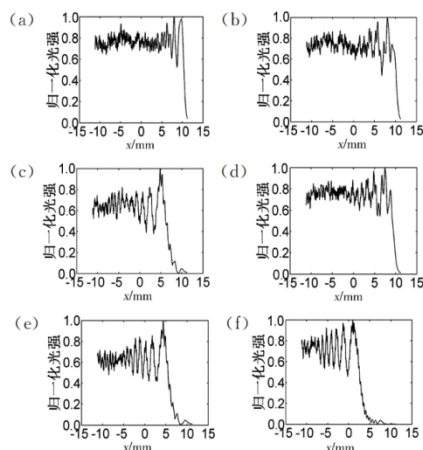


图5 不同类型谐振腔腔长改变时输出平面上输出光束的能量分布
(a)抛物面镜腔腔长减小2 mm时
(b)抛物面镜腔未失调 (c)抛物面镜腔腔长增加2 mm时
(d)球面镜腔失调腔长减小2 mm时
(e)球面镜腔未失调 (f)球面镜腔腔长增加2 mm时

Fig. 5 Normalized output beam energy distribution on output plane for different types of resonator when cavity length changes

由图 5(a)和图 5(b)的对比可知,抛物面镜腔腔长减小时,输出光束光强变化不大,只是边缘部分光强有所增加;而当腔长增大时(图 5(c)),输出光束右边边缘强度明显下降,进而对激光器的提取效率产生不利影响。对于球面镜腔,由图 5(d)可知,当腔长减小 2 mm 时,输出光束强度分布比腔长不变以及腔长增加 2 mm 时更加均匀,且输出光束边缘强度有所上升。这一结果同图 4 中描述的功率提取效率的变化规律吻合,证明腔长减小时,球面镜腔的功率提取效率有所上升。以上结果表明,短腔长谐振腔相比共焦腔和长腔长谐振腔提取效率更高。

3 腔镜曲率半径增大的非共焦腔稳定性分析

由前文的分析可知,短腔长谐振腔的提取效率会更好。因此在谐振腔的设计过程中可以考虑这一结构,但射频板条 CO_2 激光器运行过程中,放电时电极板温度远高于反射镜温度,且放电时会产生电弧,因此腔镜不宜紧贴电极。因而在谐振腔设计过程中缩短腔长有可能产生不良影响。但是当腔长固定时,可以通过增加腔镜的曲率半径达到类似缩短腔长的效果。

图 6 为 2 kW 射频板条 CO_2 激光器谐振腔中其他参数保持不变,仅仅将两面抛物面腔镜的曲率半径改变时,谐振腔功率提取效率的变化情况。横坐标 0 代表共焦腔,即曲率半径不改变,正值表示腔镜曲率半径增加,负值则表示减少。从图中可以看出,当腔镜曲率半径减小时,谐振腔功率提取效率整体呈下降趋势;而当曲率半径增加时,功率提取效率在波动变化(变化规律同谐振腔腔长减小时的情况类似),当曲率半径增加 2 mm 时,功率提取效率达到最大值 0.553,而腔镜曲率不改变,即共焦时功率提取效率为 0.544。接下来本文对腔镜曲率半径增加 2 mm 的非共焦腔的角度失调特性进行了分析。

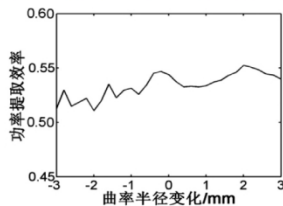


图 6 抛物面镜腔腔镜曲率半径改变时对应的功率提取效率
Fig. 6 Power extraction efficiency of parabolic mirror resonator when the mirrors radius of curvature changes

图 7 为抛物面镜共焦腔与非共焦腔失调时的功率提取效率,实线表示共焦腔的情况,虚线则表示腔镜曲率半径增加 2 mm 的非共焦腔。由图 7 可知,非共焦腔的抗失调性能优于共焦腔,经计算,当失调角度在 $\pm 6 \text{ mrad}$ 范围内时,非共焦腔的功率提取效率比共焦腔高 3.1%。且当失调角度为负时,非共焦腔的功率提取效率没有明显的下降趋势,而当失调角度为正值时,功率提取效率逐渐下降。

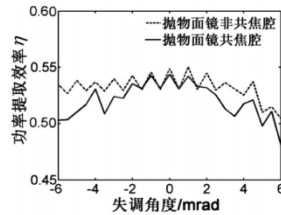
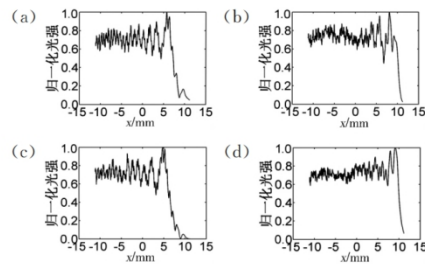


图 7 抛物面镜共焦腔和非共焦腔失调时功率提取效率的比较
Fig. 7 Comparison of power extraction efficiency between parabolic mirror confocal resonator and non-confocal one with different mirror tilt angles

图 8 为两种谐振腔角度失调时,输出平面上输出光束部分的归一化光强分布,横坐标为 0 的位置代表输出光束光轴的位置。图 8(a)、图 8(b)和图 8(c)分别为抛物面镜共焦腔失调 -3.0 和 $+3 \text{ mrad}$ 时,输出光束的归一化强度分布;图 8(d)、图 8(e)和图 8(f)分别为腔镜曲率半径增加 2 mm 的非共焦腔失调时,输出光束的归一化强度分布。由图 8 可知,当失调角度较大时,共焦腔输出光束边缘能量明显下降,这会对激光器的高功率运行产生不利影响,影响激光器的效率;而腔镜曲率半径增大的非共焦腔角度失调时,输出光束边缘能量的变化不大(对比图 8(a)和图 8(d),以及图 8(c)和图 8(f),即可发现),这一现象也说明非共焦腔的抗失调特性更好。



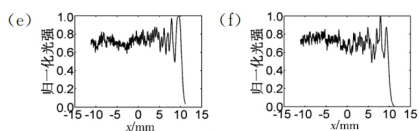


图8 抛物面镜共焦腔和非共焦腔失调时输出平面上输出光束部分的能量分布
(a)共焦腔失调-3 mrad时 (b)共焦腔未失调时
(c)共焦腔失调+3 mrad时 (d)非共焦腔失调-3 mrad
(e)非共焦腔未失调 (f)非共焦腔失调+3 mrad时
Fig.8 Normalized output beam energy distribution on the output plane for parabolic mirror confocal resonator and non-confocal one with different mirror tilt angles

4 结论

采用“Rigord分析法”,本文首先分析了抛物面镜离轴非稳腔和球面镜腔角度失调时,功率提取效率的变化情况,以及输出平面上的光束特性;然后对腔长变化时,两种谐振腔的输出特性进行了分析;最后研究了腔镜曲率半径改变时,抛物面镜离轴非稳腔的稳定性。具体结论如下:

(1)抛物面镜离轴非稳腔比球面镜腔的稳定性更好,当失调角度在 ± 6 mrad变化时,抛物面镜腔的功率提取效率比球面镜腔高5.6%。

(2)当谐振腔腔长的变化值在 $-1\sim 1$ mm的范围内时,抛物面镜离轴非稳腔的功率提取效率比球面镜腔高3.5%。

(3)当谐振腔镜曲率半径减小时,谐振腔功率提取效率整体呈下降趋势;而当曲率半径增加时,功率提取效率在波动变化,当曲率半径增加2 mm时,功率提取效率达到最大值0.553,而腔镜曲率不改变,即共焦时功率提取效率为0.544。

参考文献

[1] HODGSON N, WEBER H. Laser resonators and beam propagation[M]. New York: Springer, 2005.
[2] LI GEN, HUANG CHUYUN, TANG XIAHUI. Numerical

research on the output beam quality of kW RF-excited slab CO₂ laser[J]. Applied Laser, 2015(6):713-717.
李根, 黄楚云, 唐霞辉. 千瓦级射频板条CO₂激光器输出光束质量的数值研究[J]. 应用激光, 2015(6):713-717.
[3] DU K. Picosecond laser with 400 W average power and 1 mJ pulse energy[J]. Proceedings of SPIE-The International Society for Optical Engineering, 2011, 7912(4): 1-6.
[4] XIAO LONGSHENG, TANG XIAHUI, QIN YINGXIONG, et al. Shaping characteristics of output beam of 2 kW radio frequency slab CO₂ laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2014, 41(4):38-44.
肖龙胜, 唐霞辉, 秦应雄, 等. 2 kW 射频板条CO₂激光器输出光束整形特性研究[J]. 中国激光, 2014, 41(4): 38-44.
[5] WANG WEI, TANG XIAHUI, QIN YINGXIONG, et al. Influence of resonator mirror surfaces on output mode of radio frequency slab CO₂ lasers[J]. Chinese Journal of Lasers, 2016(4):21-27.
王炜, 唐霞辉, 秦应雄, 等. 腔镜面对射频板条CO₂激光器输出模式的影响[J]. 中国激光, 2016(4):21-27.
[6] WANG W, QIN Y, XIAO Y, et al. Research on beam characteristics in a large-Fresnel-number unstable-waveguide hybrid resonator with parabolic mirrors[J]. Applied Optics, 2016, 55(21):5497-5504.
[7] BUSKE I, WITTRUCK U. Diffraction analysis of aberrated laser resonators[J]. Applied Physics B, 2006, 83(2):229-233.
[8] SIEGMAN A E. Analysis of laser beam quality degradation caused by quartic phase aberrations[J]. Applied Optics, 1993, 32(30):5893-5901.
[9] LAPUCCI A, CIOFINI M. Numerical analysis of non-confocal configurations of a hybrid stable-unstable resonator[J]. Optics Communications, 2011, 284(4): 999-1003.
[10] SIEGMAN A E. Lasers[M]. Calif.: Oxford University Press, 1986.
[11] RIGROD W W. Saturation effects in high-gain lasers[M]. Journal of Applied Physics, 1965, 36(8):2487-2490.

3.不同结构非稳腔光束特性研究

第 38 卷第 6 期
2018 年 12 月

应 用 激 光
APPLIED LASER

Vol. 38, No. 6
December 2018

不同结构非稳腔光束特性研究

王伟¹, 万文¹, 唐霞辉²

(¹武汉软件工程职业学院,湖北 武汉 430205; ²华中科技大学 激光加工国家工程研究中心,湖北 武汉 430074)

摘要 非稳腔由于其良好的模式鉴别特性,且可获得接近衍射极限的输出束,因此在板条激光器及放大器中广泛应用。但非稳腔有多种不同结构,不同类型谐振腔的输出光束特性各不相同,因此对不同结构非稳腔特进行研究具有重大意义。采用 Fox-Li 迭代算法,数值模拟了对称正支和负支共焦腔,对称非稳腔和离轴非稳腔的输出特性,对不同结构谐振腔的稳定性进行了分析。研究表明,离轴非稳共焦腔输出光束远场分布能量更集中,且输出光束的 M^2 因子仅为对称腔的 1/5;而离轴负支共焦腔的抗失调特性优于离轴正支腔。

关键词 非稳腔; 光束质量; 数值模拟; 失调特性

中图分类号: TN242 **文献标识码:** A **doi:** 10.14128/j.cnki.al.20183806.1014

Beam Characteristics of Unstable Resonator with Different Structures

Wang Wei¹, Wan Wen¹, Tang Xiahui²

(¹Wuhan Vocational College of Software and Engineering, Wuhan, Hubei 430205, China; ²National Engineering Research Center for Laser Processing, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, Hubei 430074, China)

Abstract The unstable resonator is widely used in the slab lasers and amplifiers due to its good mode discrimination characteristics and the ability to obtain output beam close to the diffraction limit. However, there are many different structures of unstable resonators, and the output beam characteristics of different types of resonators are different. Therefore, it is of great significance to study the unstable resonator of different structures. The Fox-Li iterative algorithm was used to numerically simulate the output characteristics of symmetric positive and negative branch confocal resonators, symmetric unstable resonator and off-axis unstable resonator, and the stability of different structure resonators were analyzed. The results show that the far field energy distribution of the output beam of the off-axis unstable confocal resonator is more concentrated, and the M^2 factor of the output beam is only 1/5 of the symmetric resonator, while the anti-misalignment of the off-axis negative branch confocal resonator is better than the off-axis positive branch resonator.

Key words unstable resonator; beam quality; numerical simulation; misalignment characteristics

0 引言

非稳腔相比稳定腔有更大可控的模体积,低阶模的运行不受腔镜尺寸的限制,即使腔长较短也能获得较大的模体积^[1-2]。而且非稳腔具有良好的模式鉴别特性,低阶模和高阶模之间损耗差异大,易于获得接近衍射极限的单横模输出。非稳腔的另一重大优势是其易于实现单端输出并获得准直的平行光束^[3-4]。由于非稳腔的衍射耦合输出是可控的,因此合理的选择谐振腔参数即可得到设计所需的耦合输出^[5]。

基于以上特性,非稳腔结构在板条激光器及放大器中广泛应用^[6-10]。板条激光器中为更好的匹配增益介质,通过采用非稳波导混合腔结构使得两个正交方向上都有较高的光束质量^[12-13]。非稳腔按照谐振腔放大率可分为正支腔和负支腔,而按照其对称性又可细分为对称腔和离轴腔,不同类型谐振腔的输出光束特性各不相同。因此对不同结构非稳腔的光束特性进行研究具有十分重要的意义。

基于 Fox-Li 迭代算法,本文首先分析了对称正支与负支共焦腔的模式特性,然后比较了对称非稳

收稿日期:2018-05-24

基金项目:湖北省教育厅科研计划指导性资助项目(项目编号:B2018474)

作者简介:王伟(1988-),男,博士,主要从事激光谐振腔及光束整形的研究。E-mail:wangwei050413@126.com

— 1014 —

腔同轴非稳腔的输出特性,最后对不同结构非稳腔的失调特性进行了研究。研究结果对如何选取合适的非稳腔结构具有重要价值。

1 对称正支与负支腔模式特性分析

图1为对称正支共焦腔及负支共焦腔的结构示意图。图中 F 表示焦点, a 为输出镜半宽, M 为谐振腔放大率, L 为谐振腔长度。正支共焦腔的焦点在腔外,腔内不存在热点,较均匀的能量分布不会损坏增益介质,因此在固体板条激光器及低功率气体激光器中有着广泛的应用。而负支共焦腔的抗失调特性优于正支腔,因此高功率气体激光器多采用这一谐振腔结构。

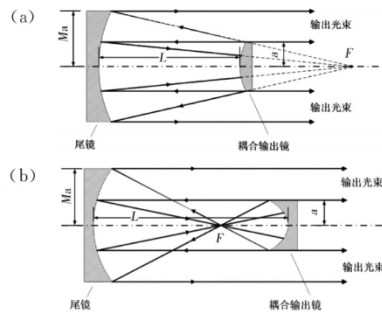


图1 对称正支及负支共焦腔的结构示意图
(a)正支腔 (b)负支腔

Fig.1 Schematic diagram of symmetric positive branch and negative branch confocal resonators

1.1 对称正支腔光束数值模拟

本文对谐振腔参数不同的对称正支腔及负支腔进行了数值模拟。图2为对称正支腔的数值模拟示意图;放大率 $M=-R_2/R_1$,图中 P_1 、 P_2 为腔镜M1和M2上距离为 ρ 的两点, θ 是 P_1 、 P_2 同M2镜上 P_2 点处法向量的夹角, O 为坐标原点, β 为光束的输出平面。

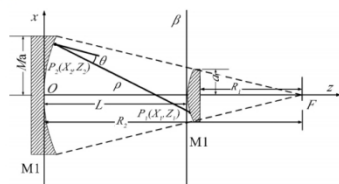


图2 对称正支非稳腔数值模拟示意图
Fig.2 Schematic diagram of numerical simulation of symmetric positive branch unstable resonator

将M1和M2镜上的复分布分别用 $E_1(x_1)$ 和 $E_2(x_2)$ 表示,则此时光束从M2传输到M1的衍射积分方程为

$$E_1(x_1) = \sqrt{\frac{i}{\lambda}} \int_{-M_2}^{M_2} E_2(x_2) \frac{\exp(-ik\rho)}{\sqrt{\rho}} \left(\frac{1+\cos\theta}{2} \right) dx_2 \quad (1)$$

$$\rho = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (z_1 - z_2)^2} \quad (2)$$

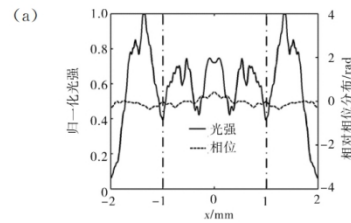
而光束从M1传输到M2的衍射积分公式如式(3)所示

$$E_2(x_2) = \sqrt{\frac{i}{\lambda}} \int_{-M_1}^{M_1} E_1(x_1) \frac{\exp(-ik\rho)}{\sqrt{\rho}} \left(\frac{1+\cos\theta}{2} \right) dx_1 \quad (3)$$

结合Fox-Li迭代法,采用公式(1)~公式(3)即可分析谐振腔的光束特性。负支腔的分析方法与此类似。

首先分析对称正支共焦腔,设激光波长 $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$,谐振腔放大率 $M=2$,有效菲涅尔数 $N_{\text{eq}}=3$ (非稳腔中有效菲涅尔数 $N_{\text{eq}}=(M-1)a^2/2L\lambda$),输出镜半宽 $a=1 \text{ mm}$ 。图3描述了谐振腔输出光束的模式特性。图3(a)为输出平面 β 处的光场特性,图中实线代表归一化的光强分布,虚线表示相对相位分布,其中两条竖直点划线的外侧为谐振腔的输出光束。图3(b)为输出光束经过 $f=300 \text{ mm}$ 的透镜聚焦后光束的远场能量分布。从图3(a)中的相位分布说明输出光束近似为平面波,由于衍射的缘故,光强分布为锯齿状,研究表明随菲涅尔数的增大锯齿变多。从图3(b)可看出输出光束远场里旁瓣较多且包含较高的能量,经计算旁瓣的能量为总能量的67.9%,输出光束的光束质量因子 $M^2=6.92$ 。

当谐振腔的放大率变为 $M=4$,而其它参数维持不变时,数值模拟结果如图4所示。图4(a)中的相位分布表明输出光束仍近似为平面波,但光强分布发生变化,锯齿增多。图4(b)所示的远场分布中旁瓣个数减少,且旁瓣中的能量占总能量的42.1%。此时输出光束的 M^2 因子为3.91。



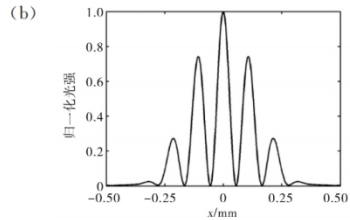


图3 放大率为2的对称正支共焦腔输出光束特性
(a)输出镜处光束的光强及相位分布
(b)输出光束的远场分布

Fig.3 The output beam characteristics of symmetric positive branch confocal resonator with magnification of 2

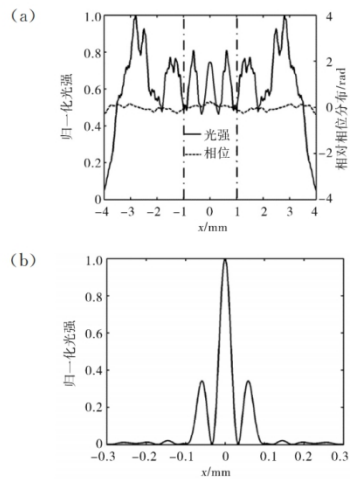


图4 放大率为4的对称正支共焦腔输出光束特性
(a)输出镜处光束的光强及相位分布
(b)输出光束的远场分布

Fig.4 The output beam characteristics of symmetric positive branch confocal resonator with magnification of 4

1.2 对称负支腔数值模拟

接下来对称负支共焦腔输出光束的模式特性进行数值模拟,分别研究了放大率 $M=-2$ 及 $M=-4$, 有效菲涅数 $N_{eff}=-3$, 输出镜半宽 $a=1$ mm, 激光波长 $\lambda=1.064 \mu\text{m}$ 的负支腔,模拟结果如图5所示。图5(a)、图5(b)分别描述了放大率 $M=-2$ 负支腔的光束近场光强分布,相位分布以及输出光束的远场分布。图5(c)、图5(d)为放大率 $M=-4$ 负支腔的光束

特性。从图中可以看出负支腔输出光束的远场分布同正支腔的情况类似(图3(b)、图4(b)),当放大率 M 的绝对值增大时远场光强分布中旁瓣的数目和能量均减少。放大率 $M=-2$ 和 $M=-4$ 时负支腔输出光束的 M^2 因子分别为 6.93 和 3.90。

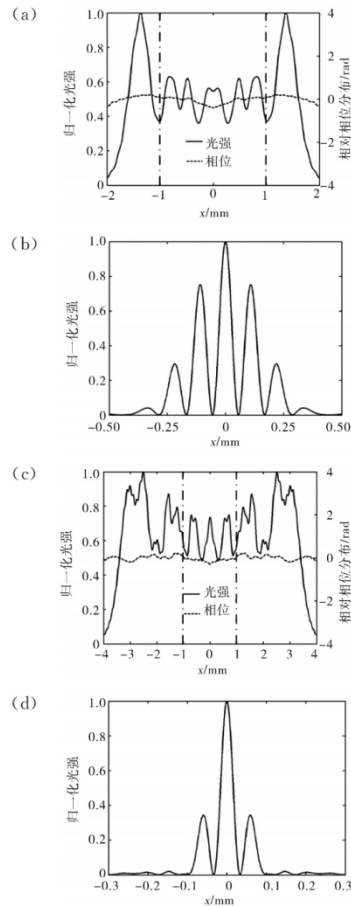


图5 对称负支共焦腔输出光束特性
(a)放大率 $M=-2$ 负支腔输出镜处光束的光强及相位分布
(b) $M=-2$ 负支腔输出光束远场分布
(c) $M=-4$ 负支腔输出镜处光束的光强及相位分布
(d) $M=-4$ 负支腔输出光束远场分布

Fig.5 The output beam characteristics of symmetric negative branch confocal resonator

2 离轴非稳腔的数值模拟

由前文可知,对称非稳共焦腔无论放大率 M 绝对值的大小,其输出光束远场分布中旁瓣的能量较高,且光束质量不理想。原因在于光束经耦合输出镜两侧衍射输出的方式必然对输出光束的远场分布产生很强的调制作用。而如果输出光束仅从腔镜的一侧耦合输出即可减少旁瓣及其能量,因此采用离轴非稳腔即光轴偏离增益介质对称轴的谐振腔结构能够实现减小旁瓣的效果。图6为离轴非稳共焦腔的结构示意图。

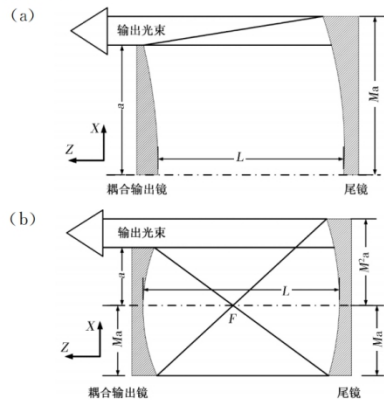


图6 离轴非稳共焦腔的结构示意图

(a)离轴正支腔 (b)离轴负支腔

Fig.6 Schematic diagram of off-axis unstable confocal resonator

设离轴正支腔及负支腔的放大率 $M=2$ 及 $M=-2$,有效菲涅数分别为 $N_{eq}=3$ 和 $N_{eq}=-3$,输出镜半宽 $a=1$ mm,令激光波长 $\lambda=1.064$ μm 。数值模拟结果如图7所示。图7(a)、图7(b)为离轴正支腔的光束特性,图7(a)为耦合输出镜处的光强及相位分布,图中点划线的右侧为输出光束,将图7(b)中的远场分布与对称正支共焦腔(图3(b))的情况作比较,发现离轴正支腔中旁瓣数目及其中包含的能量均减少,旁瓣的能量仅为总能量的3.1%,此时输出光束的 M^2 因子为1.51。

图7(c)、图7(d)为离轴负支非稳腔的光束特性,图7(c)为输出镜位置的光强及相位分布,点划线的右侧为输出光束;图7(d)中的远场分布同对称负支共焦腔(图5(b))相比,旁瓣数目减少且能量仅为总能量的5.3%,输出光束 M^2 因子为1.69。

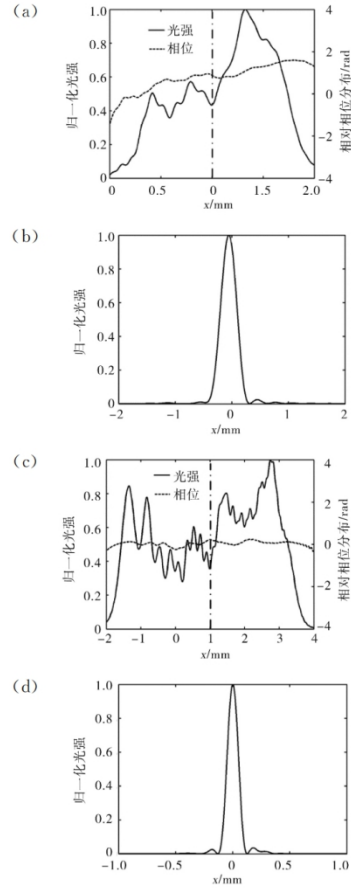


图7 离轴非稳共焦腔的模式特性

(a)离轴正支腔输出镜位置光强及相位分布
(b)离轴正支腔输出光束远场分布
(c)离轴负支腔输出镜位置光强及相位分布
(d)离轴负支腔输出光束远场分布

Fig.7 Mode characteristics of off-axis unstable confocal resonator

图8为放大率 M 不同时对称正支腔与离轴正支腔输出光束 M^2 因子之间的比较,谐振腔的有效菲涅数均为 $N_{eq}=3$,输出镜半宽 $a=1$ mm,激光波长 $\lambda=1.064$ μm 。从图中可以看出,当放大率 M 增大时谐振腔的输出光束的光束质量均是越来越好,但离

轴非稳腔的 M^2 因子明显优于对称正支腔。离轴腔的光束质量 M^2 因子仅为对称腔的 1/5。

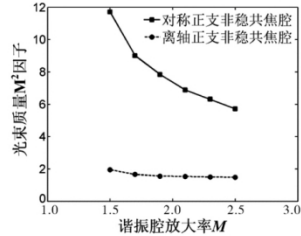


图 8 不同放大率对称正支腔与离轴正支腔输出光束 M^2 因子之间的比较

Fig. 8 Comparison between M^2 factors of the output beam of symmetric positive branch resonator and off-axis positive branch resonator with different magnifications

由此可知,离轴非稳腔相对称正支腔,输出光束的远场分布中旁瓣数目减少,旁瓣中包含的能量大幅减少,且输出光束的光束质量大幅提高。对于板条状的增益介质,由于长宽比较大,在大尺寸方向上非常适合采用离轴非稳腔结构获得高光束质量的输出。

3 离轴非稳腔失调特性分析

激光器在工作中是无法避免谐振腔失调这一问题。这是因为,在实际装配过程中激光器完全调准是一件很困难的事情。另外,在实际工作过程中,即使是完全调准的激光器也会因为机械、热扰动等原因产生失调。因此讨论谐振腔的失调特性尤为必要。

根据谐振腔的衍射理论,谐振腔中的光束的传播过程可以由等效透镜序列来描述。图 9 中的等效透镜序列描述了图 6 中离轴非稳共焦腔中光束的传播过程。图 9(a)和图 9(b)分别为离轴正支腔和负支腔的等效透镜序列。因此谐振腔的失调可等效为透镜序列的偏移。研究表明非稳腔中边缘光束的衍射对谐振腔中模式的形成有着重要影响,对于离轴正支腔,光束在每一次迭代过程中,边缘光束总是传输到光阑相同的一侧;而在离轴负支腔中,光束在每一次迭代过程中会在谐振腔中产生翻转,不同边缘的光束传输到不同侧的光阑,这样会使得边缘光束产生的失调效应得到一定程度的平衡,因此离轴负支腔的抗失调特性要优于离轴正支腔。

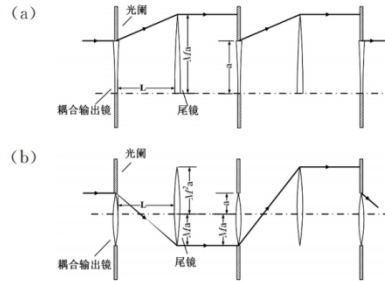


图 9 离轴非稳腔的等效透镜序列

(a) 正支腔等效透镜序列 (b) 负支腔等效透镜序列

Fig. 9 The equivalent lens sequence of off-axis unstable resonator

选取腔长 L 以及放大率 M 的绝对值相同的离轴正支腔与负支腔,对它们的失调特性进行讨论,并使得两种谐振腔中增益介质的体积相同,这是在实际应用中经常遇到的一种情况。具体的谐振腔参数为正支腔的腔长 $L = 464 \text{ mm}$, $M = 1.15$, $a = 69 \text{ mm}$, $N_{\text{eq}} = 72.6$;相应的离轴负支腔的参数为 $L = 464 \text{ mm}$, $M = -1.15$, $a = 32 \text{ mm}$, $N_{\text{eq}} = -223.8$ 。图 10 为正支腔角度失调的示意图,定义输出镜顺时针旋转的角度取为正值。

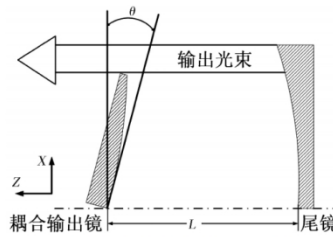
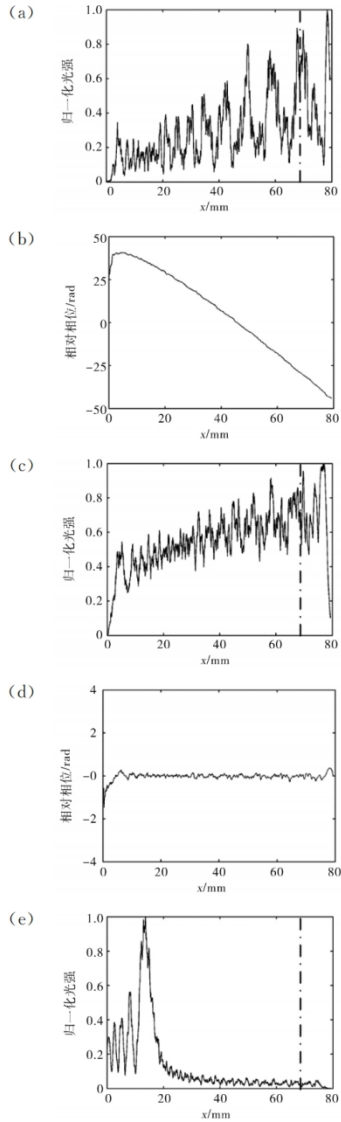


图 10 谐振腔角度失调示意图

Fig. 10 Schematic diagram of resonator angle misalignment

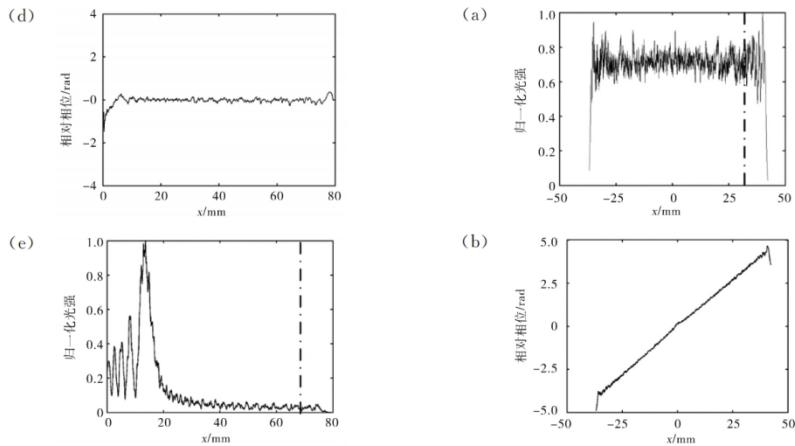
图 11 为当角度失调时离轴正支腔的模式特性,图 11(a)、图 11(b)为输出镜失调 $-200 \mu\text{rad}$ 时输出镜所在平面上的光强及相位分布,图 11(a)中点划线的右侧代表谐振腔的输出部分;图 11(c)、图 11(d)分别为未失调时的情况,此时的相对相位分布说明光束近似为平面波;图 11(e)、图 11(f)对应的是失调 $200 \mu\text{rad}$ 时的情况。从图 11(e)中可以看出当谐振腔失调角度为正值时,谐振腔输出部分光

强大幅降低。图 11(b)、图 11(f)中的相位分布表明输出光束在传输过程中会逐渐偏离光轴,这对激光器的正常工作产生严重影响。



(f) 80
40
0
-40
-80
0 20 40 60 80
x/mm
图 11 离轴正支腔失调模式特性
(a)角度失调 $-200 \mu\text{rad}$ 时光强分布
(b)角度失调 $-200 \mu\text{rad}$ 时相位分布
(c)未失调时光强分布 (d)未失调时相位分布
(e)失调 $200 \mu\text{rad}$ 时光强分布 (f)失调 $200 \mu\text{rad}$ 时相位分布
Fig. 11 Mode characteristics of off-axis positive branch resonator misalignment

图 12 为角度失调时离轴负支腔的模式特性。图 12(a)、图 12(b)为失调 $-200 \mu\text{rad}$ 时输出镜所在平面上的光强及相位分布。图 12(c)、图 12(d)为未失调时的情况;图 12(e)、图 12(f)对应的是失调 $200 \mu\text{rad}$ 时的情况。同图 11 对比可发现在失调角度相同时,负支腔受到的影响明显较小。图 12(a)、图 12(e)中的光强分布与图 12(c)中未失调的情况相比变化不大,而正支腔失调时光强分布的变化很剧烈(图 11(a)和图 11(e))。相对相位分布受到的影响也更严重,对比图 11(b)同 12(b)可以看出,失调 $-200 \mu\text{rad}$ 时正支腔输出平面上的相对相位分布从均匀分布变成了两端相位相差近似 80 rad 的倾斜



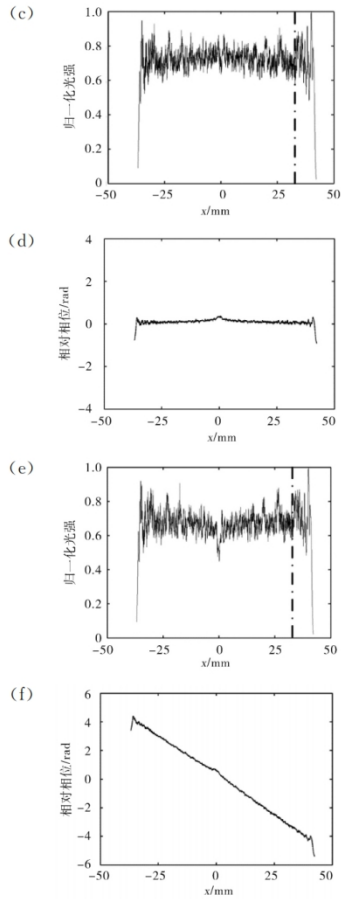


图12 离轴负支腔失调模式特性
 (a)角度失调 $-200\ \mu\text{rad}$ 时光强分布
 (b)角度失调 $-200\ \mu\text{rad}$ 时相位分布
 (c)未失调时光强分布 (d)未失调时相位分布
 (e)失调 $200\ \mu\text{rad}$ 时光强分布 (f)失调 $200\ \mu\text{rad}$ 时相位分布
 Fig. 12 Mode characteristics of off-axis negative branch resonator misalignment

分布,而此时负支腔输出平面两端相位相差仅为 $9\ \text{rad}$ 。由此说明负支腔在角度失调时谐振腔更加稳定,这一结果同前文的分析吻合,因此在高功率气体激光器中多采用负支离轴非稳腔结构保证机器的稳定运行。

4 结论

基于 Fox-Li 迭代算法,本文首先分析了对称正支与负支共焦腔输出平面上光束的光强及相位分布,对输出光束的远场分布及其中的旁瓣进行了讨论;然后比较了对称非稳腔同离轴非稳腔的光束特性和光束质量,最后对离轴正支和负支非稳腔的失调特性进行了研究。具体结论如下:

(1) 对称非稳正支腔及负支腔输出光束的远场分布中旁瓣包含的能量较大,输出光束质量并不理想,输出光束的 M^2 因子随谐振腔放大率的增大而减小。

(2) 相比对称非稳共焦腔,离轴非稳共焦腔输出光束远场分布中旁瓣数目减少,同时旁瓣中包含的能量也大幅减少,并且输出光束的 M^2 因子仅为对称腔的 $1/5$ 。

(3) 通过对离轴非稳腔失调特性的分析发现,离轴负支腔的抗失调特性明显优于正支腔结构。

因此板条激光器非常适合采用离轴非稳腔结构获得高光束质量的输出。而高功率板条 CO_2 激光器宜采用抗失调特性更好的离轴负支非稳共焦腔结构。

参考文献

- [1] HODGSON R N, WEBER I H. Laser resonators and beam propagation[M]. Springer New York, 2005.
- [2] LAPUCCI A, LABATE A, ROSSETTI F, et al. Hybrid stable-unstable resonators for diffusion-cooled CO_2 slab lasers[J]. Applied Optics, 1996, 35(18): 3185-3192.
- [3] WANG WEI, TANG XIAHUI, QIN YINGXIONG, et al. Influence of resonator mirror surfaces on output mode of radio frequency slab CO_2 lasers[J]. Chinese Journal of Lasers, 2016(4): 21-27.
王炜,唐霞辉,秦应雄,等. 腔镜表面对射频板条 CO_2 激光器输出模式的影响[J]. 中国激光, 2016(4): 21-27.
- [4] WANG A D, LI G, QIN Y, et al. Output beam characteristics of the radio frequency-excited slab CO_2 laser with unstable-waveguide hybrid resonator[J]. Optical Engineering, 2011, 50(9): 4204.
- [5] LI GEN, HUANG CHUYUN, TANG XIAHUI. Numerical research on the output beam quality of kW RF-excited slab CO_2 laser[J]. Applied Laser, 2015(6): 713-717.
李根,黄楚云,唐霞辉. 千瓦级射频板条 CO_2 激光器输出光束质量的数值研究[J]. 应用激光, 2015(6): 713-717.
- [6] JIN QIANG, WEI XIAOYU, GAO JIANCUN, et al. Continuous 16 W diode end-pumped Nd:YVO4 slab la-

- ser with a hybrid resonator[J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 2005, 22(4): 528-533.
- 靳强, 魏晓羽, 高健存, 等. 连续 16 W 二极管端面泵浦混合腔 Nd: YVO₄ 板条激光器[J]. 量子电子学报, 2005, 22(4): 528-533.
- [7] ZHANG HENGLI, YAN YIN, DU KEMING. Efficient diode stack end-pumped continuous-wave Nd: YVO₄ slab lasers [J]. Acta Physica Sinica, 2008, 57 (11): 6982-6986.
- 张恒利, 闫莹, 杜克明. 激光二极管端面抽运 Nd: YVO₄ 晶体连续输出板条激光器研究[J]. 物理学报, 2008, 57 (11): 6982-6986.
- [8] WANG W, QIN Y, XIAO Y, et al. Research on beam characteristics in a large-Fresnel-number unstable-waveguide hybrid resonator with parabolic mirrors[J]. Applied Optics, 2016, 55(21): 5497.
- [9] DU K, WU N, XU J, et al. Partially end-pumped Nd: YAG slab laser with a hybrid resonator[J]. Optics Letters, 1998, 23(5): 370-372.
- [10] RUSSBUELDT P, HOFFMANN D, HÖFER M, et al. Innoslab amplifiers[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2015, 21(1): 447-463.
- [11] DU K. Picosecond laser with 400 W average power and 1 mJ pulse energy[J]. Proceedings of SPIE-The International Society for Optical Engineering, 2011 (7912): 1-6.
- [12] XIAO LONGSHENG, TANG XIAHUI, QIN YINGXIONG, et al. Shaping characteristics of output beam of 2 kW radio frequency slab CO₂ laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2014, 41(4): 38-44.
- 肖龙胜, 唐霞辉, 秦应雄, 等. 2 kW 射频板条 CO₂ 激光器输出光束整形特性研究[J]. 中国激光, 2014, 41(4): 38-44.
- [13] XIAO LONGSHENG, TANG XIAHUI, QIN YINGXIONG. Study on the influence of the shaping elements of 2 kW radio frequency slab CO₂ laser on transmission characteristics[J]. Applied Laser, 2017(1): 125-128.
- 肖龙胜, 唐霞辉, 秦应雄. 2 kW 射频板条 CO₂ 激光器整形元件对光强分布的影响[J]. 应用激光, 2017(1): 125-128.

4. Modeling of scaling of a diode longitudinally pumped metastable rare gas with a master oscillator power amplifier



Modeling of scaling of a diode longitudinally pumped metastable rare gas with a master oscillator power amplifier

HANYUAN CHEN,¹ SICHEN LONG,¹ XIAHUI TANG,¹ XIANGXI WU,¹ WEI WANG,² AND YINGXIONG QIN^{1,*}

¹School of Optical and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China

²Wuhan Vocational College of Software and Engineering, Wuhan 430205, China
qyx@hust.edu.cn

Abstract: There has been recent interest in diode pumped metastable rare gas lasers (DPRGLs) and their scaling to higher powers, due to the advantages of excellent beam quality and high quantum efficiency. In this paper, a cw diode pumped rare gas amplifier (DPRGA) with single-pass longitudinally pumped configuration is studied theoretically based on master oscillator and power amplifier (MOPA). A five-level kinetic model of DPRGAs is first established. Then, the influences of gain medium density, pump and seed laser intensities and gain length on DPRGA performance are simulated and analyzed. The results of numerical simulation agree well with those of Rawlins et al.'s experiment. With the best set of working parameters, the amplification factor reaches 22.18 dB, at pump intensity of 50 kW/cm² and seed laser intensity of 100 W/cm². Parameter optimization is helpful for design of a relatively high-power DPRGL system.

© 2019 Optical Society of America under the terms of the OSA Open Access Publishing Agreement

1. Introduction

Recently, significant progress has been made in the development of a hybrid gas phase/solid state laser systems: diode pumped alkali vapor lasers (DPALs) [1–7]. However, there exist two main challenges for DPALs: active chemical properties of the gain medium (usually alkali vapor and hydrocarbons) and precise temperature control (the effective gain medium concentration is vaporized by heating). To solve these issues of DPALs, Han and Heaven et al. proposed an optically pumped metastable rare gas (Rg*) laser (OPRGL) in 2012 [8]. The gain medium of OPRGLs is their usage of rare gases (Rg) only, which makes these lasers inherently chemical inert. OPRGL is an alternative to DPAL because of their similar lasing mechanism, which combines the advantages of solid lasers and gas lasers. As a two-step pumping scheme, OPRGL includes Rg electrical discharge and optical pumping processes. When a diode laser is used as pump source, diode pumped rare gas lasers (DPRGLs) can be regarded as beam conversion systems with a wavelength in the near infrared range. In DPRGLs, a high-power laser with excellent beam quality is produced by a diode laser with poor beam quality at room temperature. In addition, DPRGLs have some other characteristics: high quantum efficiency, the narrow line-width (~MHz), medium recyclable flow heat dissipation, light weight and compactness.

Based on the advantages as mentioned above, DPRGLs have attracted increasing interest of researchers around the world. In recent years, a series of experiments and theoretical models have shown that DPRGLs are of high efficiency, high power and excellent beam quality of DPRGLs in different ways [8–16]. In 2015, Rawlins et al. have firstly realized a cw Ar* laser by microwave frequency microplasma discharge [10]. The cw laser power is 22 mW of a single OPRGL oscillator with narrow linewidth and high beam quality (Gaussian beam profile), which meets the requirements of seed laser in a cw MOPA laser system.

At the same time, researchers have done a lot of theoretical work. Demyanov et al. have established cw OPRGLs model with optical conversion efficiency of 60% based on three-level scheme under consideration of the discharge power density to sustain sufficient Ar* density in 2013 [12]. Subsequently, Yang et al. and Gao et al. developed a longitudinally and transversely diode pumped double-pass model by five-level scheme, respectively [13,14]. And we have established a complete dynamic model of DPRGLs systems with high efficiency and high power output [15]. To increase the power of these hybrid laser systems including DPRGLs and DPALS, till now, higher intensity and narrow-banded (~20 GHz) pump sources have been employed, such as multiple diode laser arrays or stacks of diode laser arrays [16,17]. Besides, similar to in traditional solid-state and fiber laser systems, there are two common ways for DPRGL power scaling: one is to extract power from a single oscillator, the other is to use the master oscillator power amplifier (MOPA) configuration.

Until now, diode pumped alkali amplifiers (DPAAs) have been demonstrated in both experimental and theoretical [18–23]. Zhdanov et al. have firstly presented Cs DPAA with 21.6 dB amplification in 2008 [18], and the first Rb DPAA with 7.9 dB amplification has been demonstrated in 2010 [19]. However, to date, all the high power DPRGL systems are performed using single oscillator, the DPRGA systems may be required for power scaling. Compared with a single oscillator, as an alternative power scaling approach, diode pumped rare gas amplifier (DPRGA) or DPRGA chain configuration is beneficial for the power scaling with excellent beam quality and reduces thermal effect of high power lasers.

In this paper, based on a five-level scheme, a kinetic model of a DPRGA system is established by taking Ar-He gas mixture as an example in order to research the characters of DPRGAs. Then, the validity of our model is verified by comparing with Rawlins et al.'s experimental results. Finally, the influence of optimization factors on single-pass amplification factor and efficiencies are analyzed in the simulation, which are helpful for designing an efficient high power DPRGA system.

In Section 2, the physical model and numerical approach of a single-pass DPRGA based on five-level scheme are introduced. In Section 3, validity of the model is verified by a comparison with Rawlins et al. experimental results. In Section 4, some key factors of laser characteristics are calculated and analyzed.

2. Physical model of DPRGA description

For ease of understanding and explanation, the schematic diagram of an Ar* laser MOPA system is shown in Fig. 1. The seed laser, denoted as I_{sd} , is produced by the Ar* oscillator, and is injected in amplifier with pump light to obtain the output laser I_{laser} . Both of oscillator and amplifier contain a homogeneous gain medium, namely helium and metastable Ar* atoms, which is produced by discharge near atmosphere. The difference between oscillator and amplifier is that the later one only considers the single-pass transmission without cavity mirror.

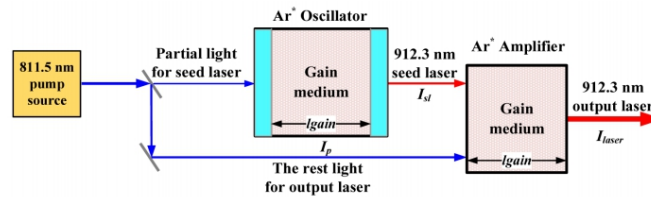


Fig. 1. Schematic diagram for an Ar* laser MOPA system.

The energy level scheme for excited rare gases is more complicated than that of the alkalis. The complete energy levels associated with the DPRGA systems contain four 1s-levels (from 1s₂ to 1s₅, Paschen notation) and ten 2p-levels (from 2p₁ to 2p₁₀). In our model, however, the kinetic of the DPRGA model can be described as a five-level structure, including the lower pump level 1s₅, the upper pump level 2p₉, the upper laser level 2p₁₀, and the resonant level 1s₄ and the 2p₈. This simplification was based on the assumptions: one is that the population transfer from 1s₂ and 1s₃ levels is ignored because the intermultiplet transfer data of manifold 1s is incomplete, and the other is that we only consider the 2p₈ level and ignore the 2p₁~2p₇ levels because of the small energy gap between the levels of 2p₈ and 2p₉ (about 0.01 eV). A five-level model based on more complete energy levels and population transfer channels is shown in Fig. 2.

The detailed lasing mechanism of DPRGA is as follows: the metastable 1s₅ state of Rg (excepting He), as the common laser and pump lower level, is generated by discharge. Optical pumping on the 1s₅→2p₉ transition with subsequent collisional relaxation to the laser upper level (2p₁₀ state) creates inversion between 1s₅ and 2p₁₀ states undergoing absorption and amplification processes of seed laser.

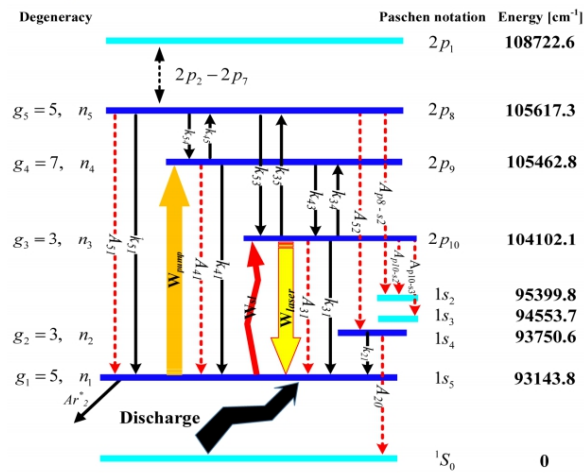


Fig. 2. Illustration of Ar energy levels and transfer channels in the mode.

In Fig. 2, the red dotted and black lines represent the spontaneous emission processes and the collisional relaxation processes, respectively. And the orange and yellow thick lines respectively describe the pumping and lasing processes. In our model, we mainly concern the repopulation of the five related energy level by optical pumping and corresponding laser performance, and the repopulation of these levels by discharge is not included. It is assumed that the pump and seed laser intensities are homogenous along the longitudinal direction (the optical axis). Our model of DPRGA based on rate equations is described as follows:

$$\frac{dn_1}{dt} = -\Gamma_p - \Gamma_{sl} + \Gamma_{laser} - k_{Ar} N^2 y_{Ar} n_1 + k_{21} N \left[n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \exp\left(-\frac{\Delta E_{21}}{k_B T}\right) \right] + (A_{31} + k_{31} N) n_3 + (A_{41} + k_{41} N) n_4 + (A_{51} + k_{51} N) n_5, \quad (1)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = A_{22} n_3 + A_{52} n_5 - k_{21} N \left[n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \exp\left(-\frac{\Delta E_{21}}{k_B T}\right) \right] - A_{20} n_2, \quad (2)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = -\Gamma_{laser} + \Gamma_{sl} + k_{43} N \left[n_4 - \frac{g_4}{g_3} n_3 \exp\left(-\frac{\Delta E_{43}}{k_B T}\right) \right] + k_{53} N \left[n_5 - \frac{g_5}{g_3} n_3 \exp\left(-\frac{\Delta E_{53}}{k_B T}\right) \right] - (A_{31} + A_{32} + A_{p10 \rightarrow s2} + A_{p10 \rightarrow s3} + k_{31} N) n_3, \quad (3)$$

$$\frac{dn_4}{dt} = \Gamma_p + k_{54} N \left[n_5 - \frac{g_5}{g_4} n_4 \exp\left(-\frac{\Delta E_{54}}{k_B T}\right) \right] - k_{43} N \left[n_4 - \frac{g_4}{g_3} n_3 \exp\left(-\frac{\Delta E_{43}}{k_B T}\right) \right] - (A_{41} + k_{41} N) n_4, \quad (4)$$

$$\frac{dn_5}{dt} = -k_{54} N \left[n_5 - \frac{g_5}{g_4} n_4 \exp\left(-\frac{\Delta E_{54}}{k_B T}\right) \right] - k_{53} N \left[n_5 - \frac{g_5}{g_3} n_3 \exp\left(-\frac{\Delta E_{53}}{k_B T}\right) \right] - (A_{51} + A_{52} + A_{p8 \rightarrow s2} + k_{51} N) n_5, \quad (5)$$

$$I_{laser} = I_{sl} \cdot (\exp[\Delta n_{31} \cdot \sigma_{31}(\lambda) \cdot l_{gain}] - 1), \quad (6)$$

where Δn_{ij} is defined as $\Delta n_{ij} = n_i - g_i / g_j \times n_j$, in which n_i and g_i (the subscripts $i, j = 1, 2, 3, 4, 5$) represent the population densities and degenerate degrees of $1s_5$, $1s_4$, $2p_{10}$, $2p_9$ and $2p_8$ energy levels, respectively. A_{ij} and ΔE_{ij} , between i and j energy level, are the spontaneous emission Einstein coefficients and the energy gaps, respectively, which are provided by [24]. k_{ij} are the collisional relaxation rate constants, which can be obtained by $k_{ij} = k_{ij}^{Ar} \times y_{Ar} + k_{ij}^{He} \times y_{He}$. y_{Ar} and y_{He} respectively represent the mixture fraction of argon and helium. k_{ij}^{Ar} and k_{ij}^{He} are taken from [10, 12, 25, 26]. The reaction processes and the value of k_{ij} and A_{ij} considered in the rate equations are shown in Table 1 and Table 2, respectively. In order to simulate the DPRLAs systems with different temperatures effectively, the rates are modified by an Arrhenius temperature scaling [10]. In our model, gain medium density, as a constant, is expressed as the initial Ar ($1s_5$) number density which is investigated in detail in our previous work [15]. l_{gain} is length of the gain medium. k_B is Boltzmann constant, and T is the absolute temperature in Kelvin. $\sigma_{31}(\lambda)$ is described the excitation cross sections in the laser emission processes for laser amplifier, which is expressed as below:

$$\sigma_{31}(\lambda) = \frac{A_{31} \lambda_{31}^2}{4\pi^2 \Delta v_{31}}, \quad (7)$$

where $\lambda_{31} = 912.3$ nm is the wavelength of the seed laser and the output laser of the amplifier. The spectral linewidth of the laser transition, denoted as Δv_{31} , is described as below [27]:

$$\Delta v_{31} = 2 \left[y_{He} \cdot k_{31}^{He} + y_{Ar} \cdot k_{31}^{Ar} \right] \times (T/300)^{0.3} \times N, \quad (8)$$

where k_{31}^{He} and k_{31}^{Ar} are equal to 5×10^{-14} cm³/s and 0.6×10^{-11} cm³/s, respectively, in Table 1. N represents the density of particles at atmosphere.

In addition, the pump rate, the seed laser transition rate and the laser transition rate in the amplifier are represented by Γ_p , Γ_{sl} and Γ_{laser} , respectively. And Γ_p is described as below [28]:

$$\Gamma_p = \frac{\eta_{del}\eta_{mod}}{L} \int d\lambda \frac{1}{h\nu_p} \frac{dI_p(\lambda)}{d\lambda} \cdot \{1 - \exp[-\Delta n_{i4} \sigma_{i4}(\lambda) \cdot I_{gain}]\}, \quad (9)$$

where η_{del} and η_{mod} , assumed to be 100% in calculation, represent the delivery efficiency of the pump beam and the mode-matching efficiency, respectively. $h\nu_p$ is pump photon energy, in which h is the Planck constant and ν_p is pump light frequency. $dI_p(\lambda)/d\lambda$ is the spectrally resolved pump light intensity, which can be expressed by

$$dI_p(\lambda)/d\lambda = I_p \cdot g_p(\lambda), \quad (10)$$

where I_p denotes the pump intensity, and we assume that the lineshape is shown as $g_p(\lambda)$ in a Gaussian distribution [14]:

$$g_p(\lambda) = \frac{c}{\lambda^2} \frac{2}{\Delta\nu_p} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left[-\frac{4\ln 2}{\Delta\nu_p^2} (\nu - \nu_p)^2\right]. \quad (11)$$

Table 1. Collisional relaxation processes and rate constants involved in DPRGLs model.

Reactions	Rate constants k_q	Temperature	Units	References
Ar(1s ₄) + Ar → Ar(1s ₃) + Ar	1×10^{-13}	300 K	cm ³ /s	[13]
Ar(1s ₄) + He → Ar(1s ₃) + He	1.2×10^{-13}	303 K	cm ³ /s	[13]
Ar(2p ₁₀) + Ar → Ar(1s ₃) + Ar	0.6×10^{-11}	300 K	cm ³ /s	[13]
Ar(2p ₁₀) + He → Ar(1s ₃) + He	5×10^{-14}	300 K	cm ³ /s	[13]
Ar(2p ₉) + Ar → Ar(1s ₃) + Ar	2.5×10^{-11}	300 K	cm ³ /s	[13]
Ar(2p ₉) + He → Ar(1s ₃) + He	2×10^{-12}	300 K	cm ³ /s	[13]
Ar(2p ₈) + Ar → Ar(1s ₃) + Ar	1.5×10^{-11}	300 K	cm ³ /s	[13]
Ar(2p ₈) + He → Ar(1s ₃) + He	1×10^{-12}	300 K	cm ³ /s	[13]
Ar(2p ₈) + Ar → Ar(2p ₁₀) + Ar	2.6×10^{-11}	300 K	cm ³ /s	[13]
Ar(2p ₈) + He → Ar(2p ₁₀) + He	1.6×10^{-11}	300 K	cm ³ /s	[13]
Ar(2p ₈) + Ar → Ar(2p ₉) + Ar	1.1×10^{-11}	300 K	cm ³ /s	[13]
Ar(2p ₈) + He → Ar(2p ₉) + He	4×10^{-12}	300 K	cm ³ /s	[13]
Ar(2p ₈) + Ar → Ar(2p ₈) + Ar	1.1×10^{-11}	300 K	cm ³ /s	[13]
Ar(2p ₈) + He → Ar(2p ₈) + He	4.5×10^{-11}	300 K	cm ³ /s	[13]
Ar(1s ₄) + Ar + Ar → Ar ₂ * + Ar	$36 \times 10^{-32} \times T^{-0.6}$		cm ³ /s	[13]
Ar(1s ₄) + Ar + He → Ar ₂ * + He	$18 \times 10^{-32} \times T^{-0.6}$		cm ³ /s	[13]

Table 2. Einstein spontaneous emission coefficients A in DPRGLs model^a.

Reactions	Einstein spontaneous emission coefficients (s ⁻¹)	References
Ar(1s ₄) → Ar(1S ₀)	$A_{20} = 5.7 \times 10^5$	[10]
Ar(2p ₁₀) → Ar(1s ₄)	$A_{31} = 1.87 \times 10^7$	[24]
Ar(2p ₉) → Ar(1s ₄)	$A_{32} = 5.43 \times 10^6$	[24]
Ar(2p ₁₀) → Ar(1s ₃)	$A_{p10 \rightarrow s3} = 9.8 \times 10^5$	[24]
Ar(2p ₉) → Ar(1s ₃)	$A_{p10 \rightarrow s2} = 1.9 \times 10^5$	[24]
Ar(2p ₈) → Ar(1s ₃)	$A_{41} = 3.31 \times 10^7$	[24]
Ar(2p ₈) → Ar(1s ₂)	$A_{41} = 9.28 \times 10^6$	[24]
Ar(2p ₈) → Ar(1s ₁)	$A_{52} = 2.15 \times 10^7$	[24]
Ar(2p ₈) → Ar(1s ₀)	$A_{s8 \rightarrow s0} = 1.47 \times 10^6$	[24]

^a A_{20} is the radiatively trapped coefficient in our model.

In Eq. (11), c is the speed of light, $\Delta\nu_p$ and ν_p are described, respectively, the spectral linewidth in FWHM and the corresponding frequency with the wavelength of the pump source. In order to obtain higher pumping efficiency, $\Delta\nu_p$ needs to match the corresponding Ar* absorption linewidth (FWHM) which is related to absorption cross section $\sigma_{i4}(\lambda)$ in Eq. (9). Since the density of Ar* is produced by discharge under atmosphere, we assume that the

homogeneous broadening (Lorentzian profile) dominates in broadening process. Therefore, $\sigma_{14}(\lambda)$ can be given as below:

$$\sigma_{14}(\lambda) = \frac{g_4}{g_1} \cdot \frac{A_{41}^2 \lambda_{41}^2}{16\pi^2} \cdot \frac{\Delta\nu_{41}}{(\Delta\nu_{41}/2)^2 + (\nu - \nu_{41})^2}, \quad (12)$$

where $\lambda_{41} = 811.5$ nm is the pump wavelength, ν_{41} is the corresponding frequency at 811.5 nm. $\Delta\nu_{41}$ is not only related to the total pressure in discharge but also related to the partial pressure ratio of helium and argon, similar to Eq. (8), which is described as below:

$$\Delta\nu_{41} = 2[y_{He} \cdot k_{41}^{He} + y_{Ar} \cdot k_{41}^{Ar}] \times (T/300)^{0.3} \times N, \quad (13)$$

where k_{41}^{He} and k_{41}^{Ar} are equal to 2×10^{-12} cm³/s and 2.5×10^{-11} cm³/s, respectively, in Table 1.

In our model, the seed laser is assumed to be in a single frequency and amplified being absorbed. The seed laser transition rate Γ_{sl} is given by

$$\Gamma_{sl} = \frac{\eta_{sl} \eta_{mod}}{L} \int d\lambda \frac{1}{h\nu_{sl}} \frac{dI_{sl}}{d\lambda} \cdot [1 - \exp[-\Delta n_{13} \sigma_{13}(\lambda) \cdot I_{gain}]], \quad (14)$$

where $\sigma_{13}(\lambda)$ is described as the absorption cross sections for laser amplifier.

The laser transition rate Γ_{laser} can be expressed as

$$\Gamma_{laser} = \frac{1}{L} \cdot \frac{I_{sl}}{h\nu_l} \cdot \{\exp[\Delta n_{31} \sigma_{31}(\lambda) \cdot I_{gain}] - 1\}, \quad (15)$$

where $h\nu_l$ is laser photon energy.

In the case of cw operation, the solutions of the rate equations are discussed under the steady-state conditions of $d/dt = 0$. Combined with Eqs. (9), (14) and (15), the rate equations can be solved to obtain the dependent variables such as number density n_i and output laser intensity I_{laser} . Then the energy conversion channels can be expressed as follows:

$$P_{laser} = I_{laser} \cdot S, \quad (16)$$

$$P_{fluorescence} = V \cdot (n_3 A_{31} \Delta E_{31} + n_3 A_{32} \Delta E_{32} + n_4 A_{41} \Delta E_{41} + n_5 A_{51} \Delta E_{51} + n_5 A_{52} \Delta E_{52}), \quad (17)$$

$$P_{heat} = V \cdot \left\{ \begin{array}{l} n_2 A_{21} \Delta E_{21} + n_4 A_{41} \Delta E_{41} + n_5 A_{51} \Delta E_{51} \\ + k_{21} \Delta E_{21} \left[n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \exp\left(-\frac{\Delta E_{21}}{k_B T}\right) \right] \\ + k_{43} \Delta E_{43} \left[n_4 - \frac{g_4}{g_3} n_3 \exp\left(-\frac{\Delta E_{43}}{k_B T}\right) \right] \\ + k_{53} \Delta E_{53} \left[n_5 - \frac{g_5}{g_3} n_3 \exp\left(-\frac{\Delta E_{53}}{k_B T}\right) \right] \\ + k_{54} \Delta E_{54} \left[n_5 - \frac{g_5}{g_4} n_4 \exp\left(-\frac{\Delta E_{54}}{k_B T}\right) \right] \end{array} \right\}, \quad (18)$$

where P_{laser} , $P_{\text{fluorescence}}$, and P_{heat} are the output laser, fluorescence power and waste heat in amplifier. S is the cross section area of the laser beam. V is the mode volume, which can be expressed by $V = I_{\text{gain}} \times S$.

3. Comparison with Rawlins et al.'s experimental results

In this section, validity of the model is verified by a comparison between the simulation by our model and the experiment results by Rawlins et al. The model parameters are set to ensure consistency with the experimental conditions [10]: gas pressure $P = 1$ atm, mixture fraction of Ar $y_{\text{Ar}} = 2\%$, gas temperature $T = 600$ K, pump linewidth $\Delta\nu_{41} = 2$ GHz. The dependence of gain length on amplification factor at the pump intensity $I_p = 1320$ W/cm² (corresponding to 800 mW) and the seed laser intensity $I_d = 20$ W/cm² (corresponding to 12 mW) is shown in Fig. 3. In literature [10], the single-pass amplification factor in probe experiment is about 9, and in our calculation is 9.84 (that is 9.93 dB in Fig. 3). The calculated results agree qualitatively with the experimental results. The main reason for the relatively larger calculated results is that we assumed the delivery efficiency of the pump beam η_{del} and the mode-matching efficiency η_{mod} to be 100% in simulation.

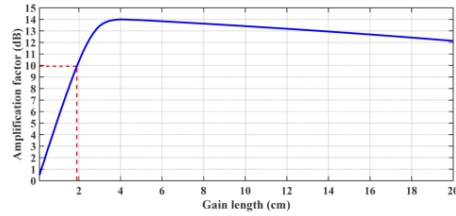


Fig. 3. The calculation results of the gain length on single-pass amplification factor. The amplification factor is defined as $A(\text{dB}) = 10 \log_{10}(I_{\text{laser}}/I_d)$.

4. Simulation results and discussions

In this section, the influence of several key factors on amplification factor are simulated and analyzed, and the calculations results could provide guidance for designing an efficient single-pass DPRGA system in future. We first analyze the influence of the initial Ar(1s₅) density (Section 4.1) on single-pass amplification factor and efficiencies of DPRGAs separately. Then, with different pump intensities I_p , seed laser intensity I_d and linewidth of pump laser $\Delta\lambda$, the dependences of the single-pass amplification factor on the gain length l_{gain} (Section 4.2) are respectively discussed. Finally, the influence of pump and seed laser intensities on single-pass amplification factor is determined (Section 4.3).

4.1 Influence of the initial Ar(1s₅) density

The gain medium density is a very important factor in designing a DPRGA system. In our model, the gain medium density is expressed as the initial Ar(1s₅) number density which is obtained by discharge. Yang et al. proposed that the bottleneck effect of slow relaxation rate k_{21} can be compensated by increasing the initial Ar(1s₅) number density (3×10^{13} cm⁻³) to realize a cw linear lasing [13]. And the number density of metastable Ar* atoms under conditions of a dc microdischarge was measured in [29] to be 10^{14} cm⁻³. As a result, the initial Ar(1s₅) number density is set as the order of 10^{14} cm⁻³ in our calculations.

Then we study the influence of the initial Ar(1s₅) density on single-pass amplification factor. In the calculation, the parameters are set as follows: total gas pressure is 1 atm (room temperature) mixture with 2% Ar and 98% He (i.e. $y_{\text{Ar}} = 2\%$ and $y_{\text{He}} = 98\%$), the pump

intensity is $I_p = 50 \text{ kW/cm}^2$ with linewidth of 50 GHz (FWHM), and the seed laser intensity is $I_s = 100 \text{ W/cm}^2$. The selection of the main parameters is analyzed in detail. According to the literature [10], properly elevated temperature may be beneficial to laser performance because of faster energy transfer kinetics. Given that the lack of collisional rate constants at higher temperature (also the reliable temperature scaling laws), we provide the calculations at room temperature for a conservative estimation [13]. The simulation results are shown in Fig. 4.

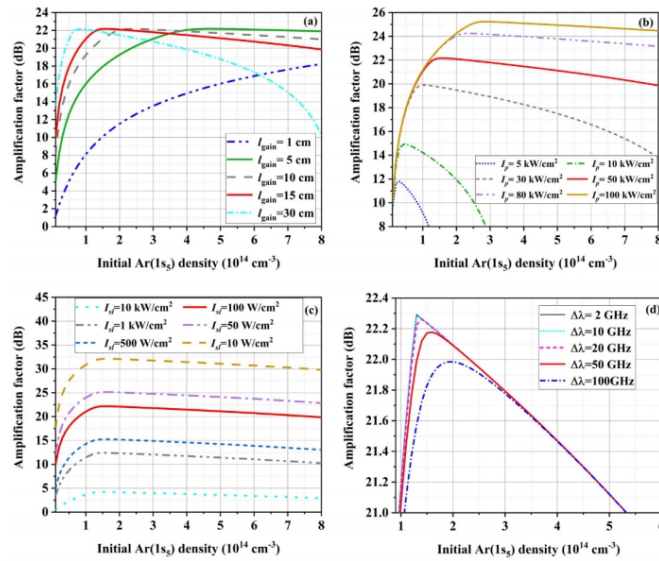


Fig. 4. The initial $\text{Ar}(1s_5)$ number density influence on single-pass amplification factor of a DPRGA at different (a) gain lengths, (b) pump intensities, (c) seed laser intensities and (d) pump linewidths.

In DPRGA system, uniform propagation of pump light in gain medium is beneficial to obtain higher energy laser. The uniform propagation characteristic of pump light in gain medium can be guaranteed by choosing suitable Rayleigh length, that is, by selecting the appropriate gain length. With different gain lengths of 1 cm, 5 cm, 10 cm, 15 cm, 30 cm, the dependences of the single-pass amplification factor on the initial $\text{Ar}(1s_5)$ number density are shown in Fig. 4(a). It can be seen from Fig. 4(a) that the equivalence between gain length and initial $\text{Ar}(1s_5)$ density. For a certain column $\text{Ar}(1s_5)$ density with different gain length, the maximum single-pass amplification factor keeps the same ($\sim 22.18 \text{ dB}$) theoretically. But at the same amplification factor, the gain length is inversely proportional to the initial $\text{Ar}(1s_5)$ density. At the same time, the Rayleigh length can be expressed as $L = \pi \omega_0^2 / \lambda$ (ω_0 represents the beam waist of the pump light), which is proportional to the cross section area of pump light at a definite wavelength. However, according to the relationship between power and intensity ($P = I \times S$), the pump power is proportional to the cross section area of the pump light at a certain pump intensity. To summarize, for identical intensities, the gain length is

inversely proportional to the initial Ar($1s_5$) density and is proportional to pump power. However, the higher initial Ar($1s_5$) density poses a challenge to discharge conditions. So, it is necessary to keep a balance between the gain length and the initial Ar($1s_5$) density in designing a DPRGA system. In our simulation model, gain length is set as a moderate value of $l_{gain} = 15$ cm when we study the influence of other factors on amplification factor.

Then the influence of initial Ar($1s_5$) density on laser performance at different pump intensities is shown in Fig. 4(b). For a given pump intensity, we require an optimal initial Ar($1s_5$) density to obtain the highest amplification factor, which is the result of a balance between pump absorption and non-lasing losses. To get higher amplification factor, we need a higher pump intensity and higher initial Ar($1s_5$) density. With different pump intensities of 5 kW/cm², 10 kW/cm², 30 kW/cm², 50 kW/cm², 80 kW/cm², 100 kW/cm², the amplification factor could reach 11.79 dB, 14.95 dB, 19.90 dB, 22.18 dB, 24.25 dB, 25.24 dB at the optimal initial Ar($1s_5$) density of 3×10^{13} cm⁻³, 5×10^{13} cm⁻³, 1×10^{14} cm⁻³, 1.6×10^{14} cm⁻³, 2.4×10^{14} cm⁻³, 2.9×10^{14} cm⁻³, respectively.

Figure 4(c) shows the relationship between the amplification factor and the initial Ar($1s_5$) density for six different seed laser intensities under the same pump intensity. For the same column Ar($1s_5$) density, the amplification factor is decreased with the increase of seed laser intensity. At initial Ar($1s_5$) density of 1.6×10^{14} cm⁻³, the optimal amplification factors are 32.14 dB, 25.16 dB, 22.18 dB, 15.28 dB, 12.42 dB and 4.23 dB under the seed laser intensities of 10 W/cm², 50 W/cm², 100 W/cm², 500 W/cm², 1 kW/cm² and 10 kW/cm² respectively.

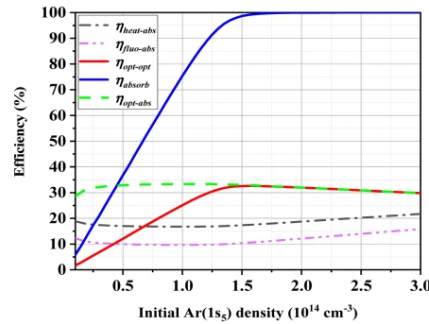


Fig. 5. Influence of the initial Ar($1s_5$) density on pump absorption efficiency (η_{absorb}), the laser extraction efficiency relative to total pump power ($\eta_{\text{opt-opt}}$), the laser extraction efficiency relative to absorbed pump power ($\eta_{\text{opt-abs}}$), fluorescence efficiency relative to absorbed pump power ($\eta_{\text{fluo-abs}}$) and heat efficiency relative to absorbed pump power ($\eta_{\text{heat-abs}}$). And fluorescence power and heat power are calculated by Eqs. (17) and (18).

Finally, the influence of initial Ar($1s_5$) density on DPRGA performance at different pump spectral linewidths of 2 GHz, 10 GHz, 20 GHz, 50 GHz, 100 GHz, is shown in Fig. 4(d). The results show that the effect of pump spectral linewidth on DPRGA performance decreases with the increasing of initial Ar($1s_5$) density. The reason is that the probability of collision between pump light and Ar($1s_5$) particles decreases at lower initial Ar($1s_5$) density. Therefore, DPRGA performance becomes more sensitive to the pump linewidth. In addition, the amplification factor decreases with the increase of pump linewidth at the same column Ar($1s_5$) density. According to the results shown in Fig. 4, we also can clearly see that the amplification factor increases dramatically with the initial Ar($1s_5$) density (in range of 1 ~10

$\times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) to its maximum value, and then it decreases slowly with the increase of the initial $\text{Ar}(1s_5)$ density (greater than $1.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) at a certain condition. Under the condition of $l_{\text{gain}} = 15 \text{ cm}$, the aperture of the gain medium need to be 6 cm^2 to realize 100 kW output for the pump intensity of 50 kW/cm^2 and the seed laser intensity of 100 W/cm^2 . The results show that a DPRGA is a compact and high power output laser system.

Figure 5 shows the relationship between the efficiencies of DPRGA and the initial $\text{Ar}(1s_5)$ density. Parameters are the same as mentioned in Fig. 4. With the increase of the initial $\text{Ar}(1s_5)$ density, we need to increase the pump absorption efficiency η_{absorb} , which, otherwise, will lead to the decrease of the laser extraction efficiency $\eta_{\text{opt-abs}}$. For the absorbed pump power, there exist three main exit channels: laser, fluorescence and heat. From Fig. 5, we can see that both the fluorescence efficiency $\eta_{\text{fluor-abs}}$ and the heat efficiency η_{heat} will increase as the initial $\text{Ar}(1s_5)$ density increases, which induces the decrease of $\eta_{\text{opt-abs}}$. The results show that the maximum laser extraction efficiency is about 33%. The phenomenon is caused by the absorption of seed laser and the single-pass pumping process.

4.2 Influence of the gain length

The gain length is another important factor in designing a DPRGA system. In Fig. 6, single-pass amplification factor is represented as functions of the gain length for different simulation conditions. The initial $\text{Ar}(1s_5)$ density is set as $1.6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ and the other parameters are set as what listed in Section 4.1. Firstly, we study the influence of gain length on DPRGA single-pass amplification factor at different pump intensities [Fig. 6(a)]. The results demonstrate that the amplification factor increases obviously with the gain length to its optimal value, and then it decreases slowly with the increase of gain length at a certain pump intensity.

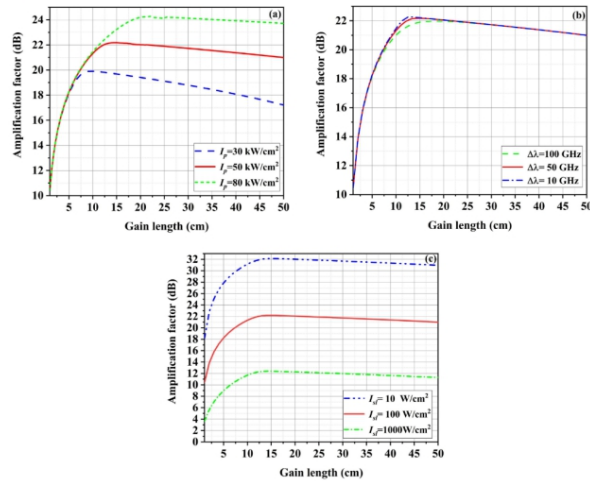


Fig. 6. The gain length influence on single-pass amplification factor of a DPRGA at different (a) pump intensities, (b) pump linewidths and (c) seed laser intensities.

In addition, we find that the amplification factor increases with the increase of pump intensity at the same column gain length. And the optimal gain length increases with the increase of the pump intensity. The optimal gain lengths are 9.9 cm, 15 cm and 22.1 cm at the pump intensities of 30 kW/cm², 50 kW/cm² and 80 kW/cm² respectively. Therefore, the gain length should be optimized to achieve the optimal amplification factor in designing a DPRGA. In Fig. 6(b), the amplification factor is represented as functions of gain length at different pump spectral linewidth. When the gain length increases, the probability of collision between pump light and Ar(1s₅) particles dramatically increases, and the amplification factor becomes less sensitive to the change of pump spectral linewidth. According to the result of Fig. 4(a), the gain length is inversely proportional to the initial Ar(1s₅) density. To obtain a DPRGA system with highest energy output, it is necessary to keep a balance between gain length and initial Ar(1s₅) density. From Fig. 6(c), it can be seen that the maximum single-amplification factors are 32.14 dB, 22.18 dB and 12.41 dB at the seed laser intensities of 10 W/cm², 100 W/cm², and 1 kW/cm², respectively, under the optimal gain length $l_{gain} = 15$ cm.

4.3 Influence of pump laser and seed laser intensities

According to the experimental results of Rawlins et al., the output of the DPRGL is approximately dozens of milliwatts (i.e., W/cm²) [10]. As a high power five-level DPRGA system, the required pump intensity is several kW/cm². In our calculation, the dependence of amplification factor on seed laser intensity at different pump intensities is shown in Fig. 7. It is seen that, for a constant seed laser intensity, the amplification factor increases with the increase of the pump intensity. In addition, when the seed laser intensity is weaker, the amplification factor is larger.

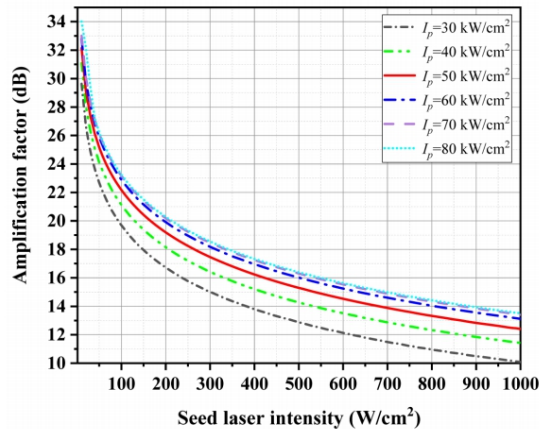


Fig. 7. The gain length influence on single-pass amplification factor of a DPRGA at different pump intensities.

In DPRGAs, when the seed laser is absent, the Rg* works in recycling mode $1s_5 \rightarrow 2P_9 \rightarrow 2P_{10} \rightarrow 1s_5$ to convert pump photons into laser photons, and the cycling step $2P_{10} \rightarrow 1s_5$ is dominated by spontaneous emission. And when the seed laser is present, the cycling step $2P_{10} \rightarrow 1s_5$ is dominated by stimulated emission, which is much faster than the

spontaneously emission process. Thus, the presence of seed laser accelerates the total atomic recycling rate, including the pump absorption step $1s_5 \rightarrow 2P_9$. And for a constant initial Ar($1s_5$) density, the pump absorption fraction is dramatically enhanced.

5. Conclusions

In this paper, we set up a five-level scheme model for a DPRGA by considering the conservation of the number density. The design of DPRGA is very promising in achieving high power output. By analysis of the kinetic of laser amplification processes, we established a physical model to simulate the output characteristics of the DPRGAs systems. The results predicted by our model agree well with the experiment results in Ref [10]. We simulated and analyzed the influences of the initial Ar($1s_5$) density, gain length and the intensities of pump and seed laser on amplification factor. From the simulation results, we can reach the following three conclusions. Firstly, the maximum single-pass amplification is existed under an optimal initial Ar($1s_5$) density. Secondly, higher initial Ar($1s_5$) density can result in the less sensitiveness of pump spectral linewidth and shorter gain length. Thirdly, the total atomic recycling rate can be accelerated by injecting the seed laser into the system compared with a single oscillator, which is beneficial for obtaining higher power output.

According to the simulation results, the DPRGA system is promising in achieving high power output by keeping a balance of some main parameters. The conditions of the maximum amplification factor of 22.18 dB (i.e.100 kW output) are derived as follows: the pump intensity is 50 kW/cm^2 , the seed laser intensity is 100 W/cm^2 , the gas pressure is 1 atm and the gain length is 15 cm. However, considering the only single-pass pumping in DPRGAs, the laser extraction efficiency of DPRGAs (~33%) is lower than that of a single oscillator (~57%) [13]. Thus, we can provide a high efficiency DPRGA system by multi-pass pumping, and a higher power output by a chain of two or more amplifiers structure.

Funding

National Natural Science Foundation of China (NSFC) (61575072, 61775067); National Key Research and Development Project of China (2016YFB1100302).

References

1. W. F. Krupke, "Diode pumped alkali lasers (DPALs) - A review (rev1)," *Prog. Quantum Electron.* **36**(1), 4–28 (2012).
2. B. V. Zhdanov and R. J. Knize, "Review of alkali laser research and development," *Opt. Eng.* **52**(2), 021010 (2012).
3. J. Zweiback, A. Komashko, and W. F. Krupke, "Alkali vapor lasers," *Proc. SPIE* **7581**, 75810G (2010).
4. B. D. Barmashenko and S. Rosenwaks, "Detailed analysis of kinetic and fluid dynamic processes in diode pumped alkali lasers," *J. Opt. Soc. Am. B* **30**(5), 1118–1126 (2013).
5. A. V. Bogachev, S. G. Gararin, A. M. Dudov, V. A. Eroshenko, S. M. Kulikov, G. T. Mikaelian, V. A. Panarin, V. O. Pautov, A. V. Rus, and S. A. Sukharev, "Diode-pumped caesium vapour laser with closed-cycle laser-active medium circulation," *J. Quantum Electron.* **42**(2), 95–98 (2012).
6. B. Zhdanov and R. J. Knize, "Diode-pumped 10 W continuous wave cesium laser," *Opt. Lett.* **32**(15), 2167–2169 (2007).
7. Z. Li, R. Tan, W. Huang, and D. Zhang, "Quasicontinuous wave linearly polarized rubidium vapor laser pumped by a 5-bar laser diode stack," *Opt. Eng.* **53**(11), 116113 (2014).
8. J. Han and M. C. Heaven, "Gain and lasing of optically pumped metastable rare gas atoms," *Opt. Lett.* **37**(11), 2157–2159 (2012).
9. J. Han, L. Glebov, G. Venus, and M. C. Heaven, "Demonstration of a diode-pumped metastable Ar laser," *Opt. Lett.* **38**(24), 5458–5461 (2013).
10. W. T. Rawlins, K. L. Galbally-Kinney, S. J. Davis, A. R. Hoskinson, J. A. Hopwood, and M. C. Heaven, "Optically pumped microplasma rare gas laser," *Opt. Express* **23**(4), 4804–4813 (2015).
11. P. J. Moran, N. P. Lockwood, M. A. Lange, D. A. Hostulter, E. M. Guild, M. R. Guy, J. E. McCord, and G. A. Pitz, "Plasma and laser kinetics and field emission from carbon nanotube fibers for an advanced noble gas laser (ANGL)," *Proc. SPIE* **9729**, 97290C (2016).
12. A. V. Demyanov, I. V. Kochetov, and P. A. Mikheyev, "Kinetic study of a cw optically pumped laser with metastable rare gas atoms produced in an electric discharge," *J. Phys. D Appl. Phys.* **46**(37), 375202 (2013).

13. Z. Yang, G. Yu, H. Wang, Q. Lu, and X. Xu, "Modeling of diode pumped metastable rare gas lasers," *Opt. Express* **23**(11), 13823–13832 (2015).
14. J. Gao, Y. He, P. Sun, Z. Zhang, X. Wang, and D. Zuo, "Simulations for transversely diode-pumped metastable rare gas lasers," *J. Opt. Soc. Am. B* **34**(4), 814–823 (2017).
15. S. Long, Y. Qin, H. Chen, X. Wu, M. Li, X. Tang, and T. Wen, "Two-stage excitation model of diode pumped rare gas atoms lasers," *Opt. Express* **27**(3), 2771–2782 (2019).
16. B. V. Zhdanov, A. Stooke, G. Boyadjian, A. Voci, and R. J. Knize, "Rubidium vapor laser pumped by two laser diode arrays," *Opt. Lett.* **33**(5), 414–415 (2008).
17. B. V. Zhdanov, J. Sell, and R. J. Knize, "Multiple laser diode array pumped Cs laser with 48 W output Power," *Electron. Lett.* **44**(9), 582–583 (2008).
18. B. V. Zhdanov and R. J. Knize, "Efficiency diode pumped cesium vapor amplifier," *Opt. Commun.* **281**(15–16), 4068–4070 (2008).
19. D. A. Hostutler and W. L. Klennert, "Power enhancement of a Rubidium vapor laser with a master oscillator power amplifier," *Opt. Express* **16**(11), 8050–8053 (2008).
20. B. V. Zhdanov, M. K. Shaffer, and R. J. Knize, "Scaling of diode pumped Cs laser: transverse pump, unstable cavity, MOPA," *Proc. SPIE* **7581**(75810F), 75810F (2010).
21. P. Bai-Liang, W. Ya-Juan, Z. Qi, and Y. Jing, "Modeling of an alkali vapor laser MOPA system," *Opt. Commun.* **284**(7), 1963–1966 (2011).
22. Z. Yang, H. Wang, Q. Lu, W. Hua, and X. Xu, "Modeling of an optically side-pumped alkali vapor amplifier with consideration of amplified spontaneous emission," *Opt. Express* **19**(23), 23118–23131 (2011).
23. A. I. Parkhomenko and A. M. Shalagin, "An alkali metal vapor laser amplifier," *J. Exp. Theor. Phys.* **119**(1), 24–35 (2014).
24. A. Kramida and Y. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team (2018), "NIST atomic spectra database," <https://physics.nist.gov/asd>.
25. J. Han, M. C. Heaven, G. D. Hager, G. B. Venus, and L. B. Glebov, "Kinetics of an optically pumped metastable Ar laser," *Proc. SPIE* **8962**, 896202 (2014).
26. W. Wieme and J. Lenaerts, "Excimer formation in argon, krypton, and xenon discharge afterglows between 200 and 400 K," *J. Chem. Phys.* **74**(1), 483–493 (1981).
27. P. A. Mikheyev, A. K. Chernyshov, N. I. Ufimtsev, E. A. Vorontsova, and V. N. Azyazov, "Pressure broadening of Ar and Kr $(n+1)s[3/2]_2 \rightarrow (n+1)p[5/2]_3$ transition in the parent gases and in He," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **164**, 1–7 (2015).
28. R. J. Beach, W. F. Krupke, V. K. Kanz, S. A. Payne, M. A. Dubinskii, and L. D. Merkle, "End-pumped continuous-wave alkali vapor lasers: experiment, model, and power scaling," *J. Opt. Soc. Am. B* **21**(12), 2151–2163 (2004).
29. C. Penache, M. Miclea, A. Bräuning-Demian, O. Hohn, S. Schössler, T. Jahnke, K. Niemax, and H. Schmidt-Böcking, "Characterization of a high-pressure microdischarge using diode laser atomic absorption spectroscopy," *Plasma Sources Sci. Technol.* **11**(4), 476–483 (2002).

5.基于 FPGA 的 DMA 方式高速数据采集系统设计

DOI:10.16157/j.issn.0258-7998.2011.12.053

嵌入式技术 Embedded Technology

基于 FPGA 的 DMA 方式高速数据采集系统设计

何琼¹,陈铁¹,程鑫²

(1.武汉软件工程职业学院 电子系,湖北 武汉430074;

2.华中科技大学 数字制造与装备国家重点实验室,湖北 武汉430074)

摘要:提出了一种基于FPGA的DMA方式高速数据采集系统设计方案。该方案由底层控制器提供精确采样时序,保证ADC器件的采样吞吐;采用支持PCI协议的DMA方式的数据采集机制,优化数据采集存储及向上位机交互方式,以确保采集数据的高实时性。该方案具有良好的移植性,可应用于采样速率高、数据采集量大、数据实时性要求高的数据采集系统。

关键词: FPGA;DMA;高速;实时;数据采集系统

中图分类号: TN274

文献标识码: A

文章编号: 0258-7998(2011)12-0040-04

Design of DMA mode high-speed data acquisition system based on FPGA

He Qiong¹, Chen Tie¹, Cheng Xin²

(1. Department of Electronic, Wuhan Vocational College of Software Engineering, Wuhan 430074, China;

2. State Key Lab of Digital Manufacturing Equipment & Technology, Huazhong University of Science & Technology, Wuhan 430074, China)

Abstract: This paper proposes a design scheme of DMA mode high-speed real-time data acquisition system based on FPGA. Bottom layer microcontroller provides precise data sampling timing sequence to ensure ADC sampling throughput. Data sampling mechanism under DMA mode supports PCI interface protocol, which ensures systematic high real-time performance. The scheme has excellent portability, can be applied in the data acquisition system which requires high sampling rate, large amount of data and high real-time performance.

Key words: FPGA; DMA; high-speed; real-time; data acquisition system

工业自动化设备的快速发展,对控制精度的要求越来越高,对数据采集的可靠性和实时性的要求也不断提高。提高数据采集系统性能的方法有:(1)采用高性能的ADC器件,配合低噪声、低静态偏移的前端驱动电路,以达到极高的采样吞吐和采样分辨率。目前高端的ADC器件分辨率可达24 bit,采样率已达40 GS/s^[1]。(2)设计数据存储器为FIFO,以提高数据采样实时性和数据存储深度。(3)采用高速数据通信技术,完成由底层数据采集单元到上位计算机的数据传输,利用上位机软件平台进行数据的分析处理和多样化的输出显示^[2]。数据采集系统的性能瓶颈在于高速采样数据实时存储,以及上下位机间的数据传输能力。

针对ADC器件,一般采用微控制器以指令方式控制其执行时序,但微控制器的速度有限,而且一般需要3~4条指令完成一次数据采样工作,制约了ADC的采样吞吐^[3]。如目前高性能的浮点型DSP TMS320C6713B的外部总线时钟也仅为100 MHz^[4],难以直接控制超过50 MS/s ADC器件的数据采样或存储。此外,微控制器对外访问为标准时序,并不具备针对精密复杂采样时序ADC器件的能力。而FPGA具有较高的运行主频,用于控制底层器件的执行时序,具备良好的接口能力,能最大限度地保障ADC的采样率^[5]。

为保证数据采样的实时性,应尽可能减少数据实时采集、预处理、存储和传输过程中的时间开销,需设计高性能的数据链路,一方面实现高速采样数据的实时存储,另一方面实现底层数据采集单元与上位机之间的数据交互。DMA(Direct Memory Access)方式由专用的DMA控制器完成多系统单元之间的快速数据交互,包括微处理器内核、存储区、外部接口等,不占用大量的处理器时间,而且数据传输速率不受处理器执行速度限制,能有效减轻处理器

《电子技术应用》2011年第37卷第12期

40 欢迎网上投稿 www.chinaet.com

的负担,提高数据传输的效率,从而提高系统性能^[6]。

本文提出了一种基于 FPGA 的 DMA 方式高速实时数据采集系统设计方案:基于 FPGA 实现高速 ADC 器件采样时序控制与实时存储;采用带 DMA 控制器的 PCI 接口,将数据实时传输到上位机;数据采集、存储与传输呈流水线方式进行。

1 数据采集系统总体结构

DMA 方式数据采集是指数据采集过程由底层数据采集单元完成,而数据采集结果不经过微处理器而被直接写入系统内存。底层数据采集单元依照上位机设定而高效运行,对微处理器的依赖程度低,能有效节省上位机软件开销,且数据采集实时性高。

数据采集系统的总体架构如图 1 所示,其中 PCI 核、DMA 控制器与 A/D 控制器均在 FPGA 内部实现。为实现多路并行采样,可选用多片 A/D 器件并行处理的方式,在 FPGA 的高速状态机控制下,完成模拟信号经过多片 A/D 器件流水转换,并将数据采样结果储存到由 Block RAM 构建的高速缓冲 RAM 阵列中,采样时序由 FPGA 生成,保证了多路并行采样的高同步性。

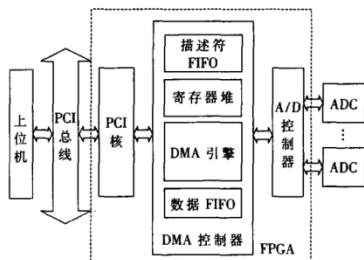


图 1 数据采集系统总体结构

FPGA 采用 Altera 公司的 Cyclone IV 系列 EP4CGX150,内部带有 6.3 MB 嵌入式 Block RAM,支持最高频率 167 MHz 的存储区访问,易于设计接口友好的存储区^[7]。在 FPGA 内部设计了数据 FIFO 用于实现总线速率匹配,PCI 总线速率为 32 bit/33 MHz,而数据采样流水速率为 16 bit/20 MHz。为提高总线利用率,需设计数据缓冲来实现不同速率数据传输之间的速度匹配,而数据缓冲的深度取决于采样数据实时性要求。

采用以上结构具有如下优点:(1)底层 A/D 控制器提供精密采样时序,保证了 ADC 器件的采样吞吐,最大化地保证数据采样的实时性;(2)采用带 DMA 控制器的 PCI 接口与上位机进行数据交互,减少了上位机软件负荷;(3)基于单片 FPGA 芯片设计,结构简单而优化,可靠性高,可降低成本。

2 数据采集系统的实现

2.1 PCI IP 核

PCI 总线是独立于处理器的 32 bit 或 64 bit 局部
《电子技术应用》2011 年第 37 卷 第 12 期

总线,在 32 bit/33 MHz 时,可达到 132 MB/s 的带宽;在 64 bit/66 MHz 时,可达到 528 MB/s 的带宽^[1]。通常 PCI 总线接口通过专用的 PCI 桥芯片或带 PCI 控制器 DSP 器件(如 TMS320C6205 等)实现。

Altera 公司推出的 PCI Compiler 软件包可以参数化地生成应用于 PCI 总线的 IP 核,基于该 IP 核可生成符合 32 bit/33 MHz PCI 2.2 规范的主从控制器,包含了 PCI 总线的全部功能,能实现总线协议的转换,并将复杂的、时序要求高的 PCI 总线操作,转换成易于使用本地总线(Local 总线)的接口逻辑^[6]。

PCI IP 核的结构如图 2 所示,包括:(1)配置寄存器:用于保存 PCI 设备的基本信息;(2)PCI 地址数据缓存:用于缓存 PCI 总线上的地址信号;(3)主模式接口控制模块:负责在主模式(Master)下对 PCI 总线的操作;(4)从模式接口控制模块:负责在从模式(Slave)下 PCI 总线的操作;(5)奇偶校验器:当数据校验出错时,生成一个错误信息输出到配置寄存器;(6)本地主模式控制模块:负责主模式下的本地接口控制逻辑;(7)本地从模式控制模块:负责从模式下本地接口控制逻辑;(8)本地逻辑接口模块:负责控制本地端接口的地址、数据、控制、字节使能等^[6]。

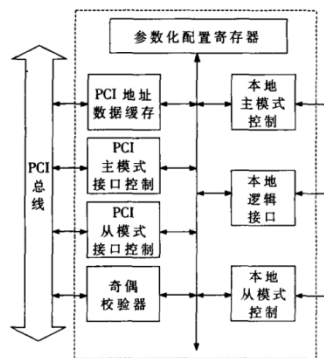


图 2 PCI IP 核结构

2.2 DMA 控制器

针对高带宽、低延时和大量数据存储与传输需求,设计了基于 PCI IP 核的 DMA 控制器。该 DMA 控制器是系统中的核心单元,实现高速采样数据向上位机的 DMA 方式实时传输。DMA 控制器结构如图 3 所示,内部寄存器堆定义了 DMA 控制器的行为,而上位机可通过 PCI 总线设置相应的寄存器。

系统的数据链路中包含有两种设置:(1)上位机对 PCI IP 核配置寄存器的设置,其对应的访问操作完全遵循标准的 PCI 总线配置读写操作时序;(2)上位机对 DMA 控制器内部寄存器的设置,作为 PCI 目标地址映射到系统的 PCI 地址空间,其访问操作符合 PCI Target 访问时序。

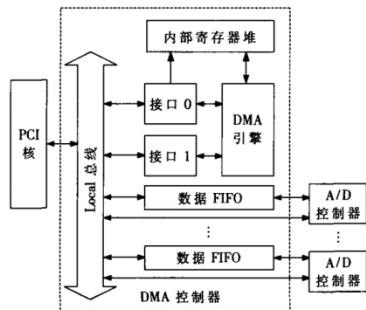


图3 DMA控制器结构

DMA内部寄存器堆被直接映射到上位机的PCI地址空间,其基地址由PCI核中配置寄存器设定,上位机通过设置DMA寄存器控制DMA的执行。PCI IP核完成标准PCI访问与Local总线访问之间的时序转换,而DMA控制器按照其寄存器堆的设置,完成各个Local总线设备之间的数据传输,并通过PCI IP核申请PCI总线,向上位机进行数据传输。

DMA控制器设计了两个通信接口:接口0可以进行主、从模式通信;接口1仅能进行主模式通信。在主模式下,每个通信接口可主动对Local总线进行访问;而处于从模式时,仅能接收来自Local总线的命令及返回相应的数据至Local总线。考虑到总线速率并不一致,即采用FIFO进行数据缓冲;A/D采样数据被缓冲到FIFO中,而DMA引擎将读取该数据并发送到上位机,数据存储和读取呈流水线方式并行进行,其实时性损耗仅在于DMA引擎启动延迟。值得注意的是:在上位机连续发起对后端的访问时,需确定上次的Local总线访问是否已结束;而当总线速率差异过大时,应该在PCI访问时序中插入等待周期,以避免造成数据丢失。

DMA引擎支持多通道模式(提供4个通道),可对应多个A/D器件,大大提高了系统数据传输的并行度。每个通道都可在两个接口之间通信,当两个接口都处于主模式时,一个接口负责从目标设备读取数据,数据通过DMA控制器的寄存器缓存,而通过另一个接口写入目的设备。当多个通道同时收到DMA请求时,如果所访问的端口不冲突,则每个通道可以各自独立地通过所访问的端口资源进行DMA传输,从而提高DMA数据传输的效率。考虑到通道对接口访问可能产生冲突,则需要引入通道优先级仲裁机制。多个通道间的仲裁机制如图4所示。

当多个通道同时请求时,DMA引擎应该进行优先级仲裁,来判定哪个通道占据数据传输接口。DMA控制器工作过程如下:(1)上位机通过DMA控制器接口0向其寄存器写入配置信息,包括中断设置、DMA传输接口配

置、各通道的工作方式设置、传输数据长度、源地址及目的地址等。(2)待配置信息写入完毕,DMA数据传输开始。若设置使用两个接口传输数据,则处于主模式的接口从数据源读取数据,经过通道内部缓存,由另一个处于主模式的接口写入目的地址。(3)某个通道数据传输完成后,会设置其控制状态寄存器的对应位,若对应中断没有被屏蔽,则DMA引擎通过接口0向微处理器提交中断;若在传输过程中出现错误,则控制状态寄存器对应位置位,而DMA引擎同样会向微处理器提交中断。

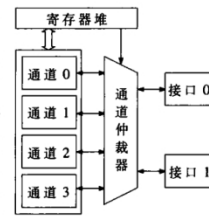


图4 多通道间的仲裁机制

2.3 A/D采样控制及数据存储

TLC5510A是CMOS 8 bit精度、20 MS/s采样速率的ADC器件,采用Semi-flash架构^[8],支持5 V单电源供电,典型功耗为130 mW,包含内部采样保持电路、高阻抗的并行接口以及内部采样参考。Semi-flash架构减少了功耗而且简化了数据比较转换逻辑。TLC5510A实现流水线方式采样,每个时钟周期完成一次数据采样。在FPGA内部设计了A/D控制器,负责提供ADC器件采样时序控制信号,完成采样及存储控制,将采样数据实时写入数据FIFO。值得注意的是:ADC的数据采样结果会延迟3个周期输出,则FIFO存储地址输出应该有对应的延迟时序,如图5所示。将逻辑存储地址以采样时钟速率延迟3个周期,即可生成实际存储地址,而将采样数据存储到缓存FIFO的对应空间中。

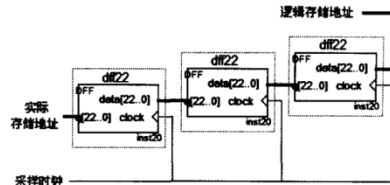


图5 ADC存储地址延迟

上位机通过设置采样序列,可完成特定采样率的若干次采样(通过设置采样存储深度),且采样数据被无延迟地存储入数据FIFO,A/D控制器随后申请DMA传输,在DMA控制器的作用下,该采样数据高效传输至上位机。

3 实验平台与结果分析

为了验证本文介绍的高速实时数据采集系统性能,建立如图6所示的实验平台。上位机提供设备驱动程序,实现对数据采集卡的初始化,能对端口进行读写操作、中断设置和响应及中断调用,以及对内存的直接读写等。驱动设备基于Driver Studio完成,其包含完善的源

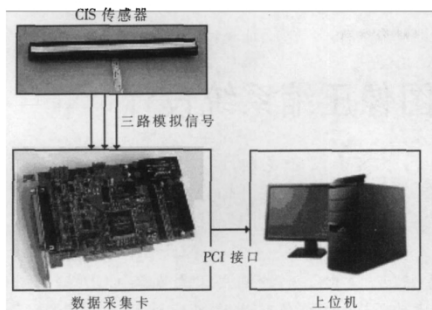


图6 数据采集系统实验平台

代码生成工具以及相应的类库和驱动程序样本,提供了在VC++下进行驱动程序开发的支持。

接触传感器 CIS(Contact Image Sensor)广泛用于扫描仪、清分机以及其他机器视觉应用中。本实验平台中采用山东华菱电子公司的 LT2R183N-090723 传感器,该器件最大支持 1 440×800 的图像扫描分辨率,传感器信号采用三路式模拟信号输出方式。自行设计的数据采集卡与上位机共同构成了本文所介绍的数据采集系统,系统中包含 3 个并行的 TLC5510a 器件,以实现 CIS 器件三路输出的采样。图 7 为 CIS 传感器输出的图像信号波形,图 8 为采用 SignalTap II 工具获取的数据存储时序。

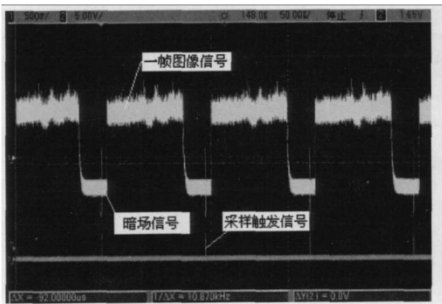


图7 CIS传感器输出信号波形

本系统完全支持 8 MS/s 采样率的 DMA 方式数据存储与传输。目前,数据采集系统的性能瓶颈在于 CIS 传感器输出速率较低(最大 10 MHz,试验中采用 8 MHz),但本文讨论的方法理论上支持最高 66 MS/s 采样速率的应用。

本文提出了一种基于 FPGA 的 DMA 方式数据采集系统设计方案,数据采集结果不经过微处理器而直接被写入系统内存,而采样时序定义由底层控制提供,确保了 ADC 器件的采样吞吐;采用带 DMA 控制器的 PCI 接口与上位机进行数据交互,既减少了上位机软件负荷,

《电子技术应用》2011年 第37卷 第12期

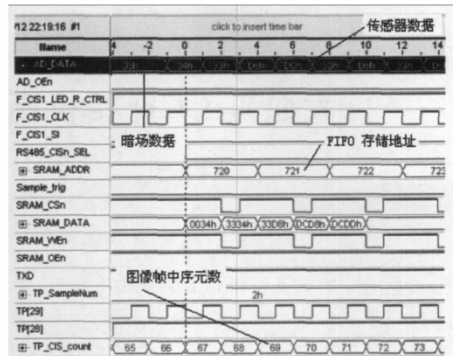


图8 数据存储时序

又最大限度地保证了采样数据的实时性。即使进一步提高 A/D 器件采样速率,本架构依然适用。本数据采集系统已应用于高速图像采集中,具有良好的移植性,可应用于采样速率高、数据采集量大、数据实时性要求的数据采集系统。

参考文献

- [1] 唐林波,赵保军,韩月秋.超高速数据采集与处理系统的设计及应用[J].系统工程与电子技术,2005,27(7): 1203-1206.
- [2] 罗伟林.基于 USB2.0 的高速数据采集系统[D].哈尔滨: 哈尔滨工业大学,2008.
- [3] 肖金球,冯翼,仲嘉霖.高速多路实时数据采集处理系统设计[J].计算机工程,2004,30(24): 180-182.
- [4] Texas Instruments Incorporated.Floating-point digital signal processor(DSP): TMS320C6713B.2006: 13-73.
- [5] 邓庆绪,宁宝峰,金曦,等.基于局部动态可重构技术的多通道数据采集系统[J].小型微型计算机系统,2010,9(9): 1778-1883.
- [6] 张浩,徐宁仪,周祖成.基于 PCI Core 的链式 DMA 控制器设计[J].电子技术应用,2005,31(3): 11-13.
- [7] Altera Incorporated. Cyclone IV device handbook, volume 1. 2010: 15-29.
- [8] Texas Instruments Incorporated.TLC5510, TLC5510A high-speed analog-to-digital converters handbook.1999: 1-4.

(收稿日期:2011-06-25)

作者简介:

何琼,女,1970年生,硕士,副教授,主要研究方向:通信技术和电子技术。
陈铁,男,1982年生,硕士,讲师,主要研究方向:通信技术嵌入式系统。
程鑫,男,1982年生,博士生,主要研究方向:超精密运动控制,嵌入式系统等。

6.基于 MOPA 激光器的动力电池防爆阀激光焊接系统

第29卷第4期
2018年12月

武汉工程职业技术学院学报
Journal of Wuhan Engineering Institute

Vol.29 No.4
December 2018

基于 MOPA 激光器的动力电池防爆阀激光焊接系统

何琼¹ 杨晟¹ 吴轩² 雷波²

(1. 武汉软件工程职业学院 湖北 武汉;430205;2. 武汉逸飞激光设备有限公司 湖北 武汉;430074)

摘要 介绍了基于 MOPA 光纤激光器的动力电池防爆阀激光焊接系统设计原理及工作特点,优化了激光焊接工艺、工装夹具设计,采用双工位设计、转盘式工位循环,解决了动力电池防爆阀焊接质量和生产效率的问题,焊接成品率达到 99% 以上,生产效率 ≥ 45 个/分钟。可满足方型动力、圆柱型等动力电池防爆阀的激光焊接生产要求。

关键词 动力电池;激光焊接系统;电池防爆阀;MOPA 光纤激光

中图分类号:TG456.7 **文献标识码**: A **文章编号**:1671-3524(2018)04-0016-03

动力电池广泛使用激光焊接技术,例如注液孔焊接、全极耳焊接、壳体与顶盖焊接、防爆阀焊接、PACK 电池组焊接。其中防爆阀的激光焊接容易出现过焊穿孔现象,动力电池防爆阀是确保电池安全的重要部件,可有效的防止电池热失控时发生爆炸,动力电池防爆阀是一种厚度在 0.08—0.1mm 之间纯铝质(AL1060)薄片,铝材对激光的反射率高,必须提高单脉冲能量,能量过大又会造成薄片过焊穿孔^[1]。研究了防爆阀的激光焊接工艺,选择 MOPA 光纤激光器为光源,优化设计了工装夹具,提高了防爆阀薄片和壳体的贴和紧密度,较好解决了过焊穿孔现象,焊接成品率达到 99% 以上。为提高生产效率采用双工位设计、转盘式工位循环的半自动工作方式,生产效率 ≥ 45 个/分钟。系统可充分满足方型动力、圆柱型等动力电池防爆阀的焊接生产要求。

1 基本原理与结构

动力电池防爆阀激光焊接系统主要由 MOPA 光纤激光器、激光焊接头、焊接工作台、焊接夹具组成,如图 1 所示,其中激光焊接头及激光运动机构如图 2 所示。

MOPA 光纤激光器脉宽和频率独立可调,具有光斑精细,热应力和热影响区小,不容易破坏材料的

优点,且可获得较高的焊接速度。

激光焊接头配备水循环冷却,防温度升高影响激光能量稳定,聚焦单元 $FF=150\text{mm}$,配置同轴 CCD 监视系统,监控焊接过程,Z 轴手动调节焦距。激光运动机构由 X、Y 精密二轴焊接工作台构成,控制系统主要由 PLC、人机界面等组成,支持激光缓升缓降控制、支持运动速度等焊接参数可调、支持 I/O 信号测试与监控、支持实时故障报警提示^[2]。为提高焊接效率,采用两组夹具轮换工作方式,每组夹具可并排安装 8 组电池防爆阀,如图 3 所示。夹具活动块定位到 2 工位转盘上,转盘由精密间歇凸轮分割器驱动,进行工件上下料与激光焊接工位切换^[3]。

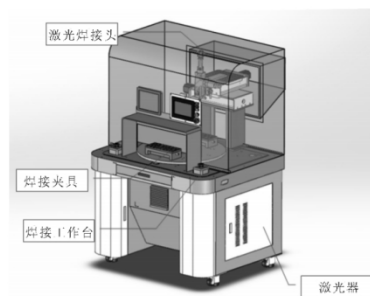


图 1 动力电池防爆阀激光焊接系统结构图

收稿日期:2018-10-20 修回日期:2018-10-30

基金项目:2016 年市属高校产学研项目(编号: CXY201618)

作者简介:何琼(1970~),女,硕士,教授, E-mail: cindy2582@163.com.

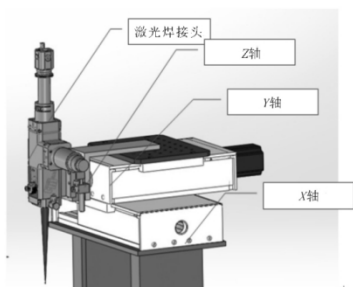


图2 激光焊接头及激光运动机构

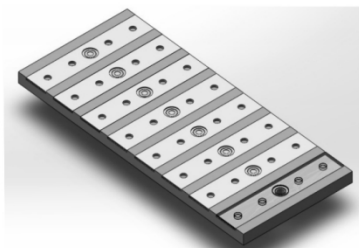


图3 电池防爆阀焊接夹具结构图

2 焊接工艺设计

防爆阀是一种纯铝质 (AL1060) 薄片, 厚度在 0.08—0.1mm 之间, 电池盖板采用厚度 2—3mm (AL3003) 铝合金材料^[4], 防爆阀焊接位置如图 4 所示, 焊缝间隙大约 0.05—0.1mm。焊接工艺设计为对接穿透密封焊。

防爆阀焊接过焊穿孔现象主要原因在于: 对接穿透密封焊方式, 中间空气隙的热传导率远小于金属, 上层下表面和下层上表面在间隙消失前, 由于激光热源的能量传导受阻, 上层表面温度呈现急剧上升过程, 易超过沸点形成材料汽化以至孔洞。

必须尽量减小间隙, 夹具设计采取真空负压技术, 使防爆阀和电池盖板的配合紧密, 如图 5 所示。同时夹具内部还设计有水冷通道, 防止防爆阀薄片焊接过程受热变形^[5]。

焊接表面的水平度也是影响焊接质量的重要因素, 夹具设计防爆阀凸台精确定位电池防爆阀和盖板的位置和水平度, 保证夹具上 8 组电池防爆阀焊接位置的一致性。

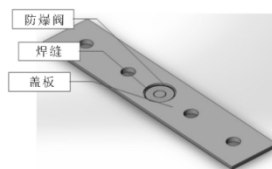


图4 防爆阀焊接位置

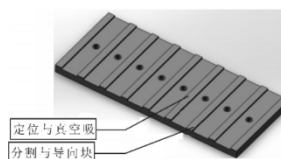


图5 焊接夹具设计

工艺参数的设计也很重要, 电池防爆阀 AL1060 熔点约为 660℃, 沸点约为 2467℃, 电池盖板 AL3003 熔点和沸点比 AL1060 纯铝略小一点^[4]。要求焊接光斑覆盖焊缝间隙, 0.3mm > 焊接熔深 > 0.2mm。铝及铝合金对激光反射率高, 焊接时需要较大功率密度, 但过大的功率密度容易造成防爆阀过焊穿孔, 设计功率密度 $q_c = 3 \times 10^4$ W/cm², 焊接光斑直径 0.5mm。

光源选用武汉锐科 MOPA 脉冲光纤激光器, 波长 1064nm, 额定输出功率 100W, 峰值功率 ≤ 15kW, 重复频率范围 10—1000kHz, 脉调节范围在 2—350ns, 最大单脉冲能量 1mJ。MOPA 光纤激光器的特点是脉冲宽度和重复频率独立可调, 焊接薄片具有技术优势。夹具和工艺的优化大幅提高了合格率。

为满足生产效率需要, 设计两组夹具轮换工作方式, 每组夹具并排安装 8 组电池防爆阀, 可实施不间断焊接模式。

3 焊接实验及分析

实验系统使用的武汉锐科激光公司生产的 MOPA 脉冲光纤激光器, 测试了几组不同的工艺参数见表 1。

实验表明, 脉宽小于 100ns 时, 激光器的单脉冲能量下降, 焊接熔深不够。脉宽 100ns, 频率 80kHz 时可获得最佳焊接效果, 焊接速度可达 100mm/s, 焊接时采用同轴氮气保护也可有效防止穿孔, 同时可减少焊接表面的氧化及保护聚焦镜片^[7]。

表1 激光器脉宽与频率值

脉宽(ns)	10	20	30	60	100	200	250	350
频率(kHz)	800	500	300	120	80	52	47	47

焊接效果如图6所示,采取正离焦+2mm,焊缝均匀一致,无虚焊、焊穿、焊偏等不良,气密性满足9.80665kN不漏气的气密性要求,合格率 $\geq 99\%$ 。

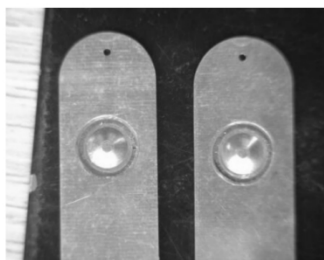


图6 防爆阀焊接效果图

4 结论

基于MOPA光纤激光器的动力电池防爆阀激光焊接系统,具有脉宽和频率独立可调、脉宽窄、频率高、焊接速度快、光斑精细、热应力和热影响区小

等优良性能。测试了不同的激光工艺参数,同时夹具设计方面,采取真空负压技术,使防爆阀和电池盖板的配合紧密,水冷通道设计防止防爆阀薄片焊接过程受热变形,两组夹具轮换工作方式等一系列设计较好解决了电池防爆阀激光焊接过焊穿孔现象,焊接成品率提高到99%以上,生产效率提高到45个/分钟以上,为动力电池生产商提供了一种更先进的技术方

参考文献

- [1] 杨晟,何琼.动力电池防爆阀激光焊接工艺[J].焊接技术,2018,47(6):54-56.
- [2] 何琼,余其友,苏亮.基于PLC的圆柱形锂离子电池激光自动焊接系统的设计[J].化工自动化及仪表,2012,38(7):862-865.
- [3] 孙海燕,苗雅丽.动力锂电池盖帽焊接夹具设计[J].电焊机,2015,45(8):126-128.
- [4] 李林贺,邓适.动力电池壳体激光焊接工艺[J].焊接技术,2013,42(7):30-32.
- [5] 陈允刚,王军.动力电池外壳激光焊接工作台设计[J].激光杂志,2015,36(12):120-122.
- [6] 李晓坡,郭龙超,黄黎明.激光焊接技术在锂离子动力电池电芯制作中的应用[J].科技创新导报,2016,(8):74-75.
- [7] 张健,张卫.动力电池外壳的激光自动化焊接技术研究[J].应用激光,2013,33(2):173-176.

Power Battery Explosive-proof Valve Welding System Based on MOPA Fiber Laser

He Qiong¹ Yang Sheng¹ Wu Xuan² Lei Bo²

(1. Wuhan Vocational College of Software and Engineering, Wuhan 430205, Hubei;

2. Wuhan YiFi Laser Equipment Co., Ltd, Wuhan 430074, Hubei)

Abstract: The design principle and operating feature of power battery explosive-proof valve laser-welding system based on MOPA fiber laser is introduced in this paper, which optimizes laser-welding technology and fixture design as well as double-working station design and rotators station loop cycle. It gives a solution to the efficiency problem of power battery explosive-proof valve welding quality, the final welding yield comes up to 99% with production efficiency ≥ 45 /min. The system could meet the production requirements of explosive-proof valve for square and cylindrical power battery.

Key words: power battery; laser-welding; battery explosive-proof valve; MOPA fiber laser

(责任编辑:李文英)

7. 手提式钢缆激光切割系统的设计

Application · Communication 应用·交流

手提式钢缆激光切割系统的设计

Design of Handheld Wire Rope Laser Cutting System

何琼¹ 杨晟¹ 王英²

(1 武汉软件工程职业学院电子与电气工程系, 武汉 430205;

2 华中科技大学激光加工国家工程研究中心, 武汉 430074)

摘要: 介绍了一种手提式光纤传输钢缆激光切割系统。以脉冲固体激光器作为光源, 采用光纤进行柔性传输, 设计了切割钢缆的专用夹具, 研究了钢缆的切割工艺。通过优化放电电流、脉冲频率、脉冲宽度、辅助气压等参数, 该系统可满足直径 12 mm 内的钢缆的切割要求, 提供了切割钢缆的新方法。

关键词: 固体激光器 钢缆切割 光纤传输 激光切割

DOI: 10.3969/j.issn.1007-080x.2012.02.011

Abstract: This article mainly introduce a handheld laser cutting system for wire rope which used for fiber transferring. By the use of pulsed solid laser, we chose fibers as flexible transmission, designed a special clamping apparatus for rope cutting. Furthermore, we also did some research on its cutting technologies. With the optimized discharge current, pulsed frequency, pulsed width and assisted gas pressure, this system now can meet cutting requirements up to diameter 12 mm wire rope which affords a new approach to rope cutting field.

Key words: solid laser wire rope cutting fiber transmission laser cutting

0 引言

和传统的液压工具切割方式相比, 激光切割钢缆具有省力、非接触、无工具磨损、可切割硬脆材料的特点。切割钢缆通常需要在野外作业, 必须使用光纤传输激光。近几年发展迅猛的光纤激光器输出功率高、光束质量好, 可以满足使用要求; 但价格过高, 限制了其推广应用。本文研究了一种光纤传输的脉冲固体激光器, 使用双灯单棒的 600 W YAG 激光器作为光源, 根据钢缆切割工艺要求设计光纤输入耦合和输出聚焦系统, 光纤输出后的激光功率达到 500 W 以上, 聚焦光斑直径最小可到 0.2 mm, 焦点处功率密度 $1.4 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$, 满足了激光

切割钢缆的功率密度要求; 配合切割钢缆的专用夹具, 研制成功了光纤传输钢缆激光切割系统, 并给出了该系统的切割工艺参数。

1 基本原理与结构

系统由光纤传输激光器和手提式钢缆切割夹具组成。激光器采用对称结构的平行平面腔, 如图 1 所示。平行平面腔具有选模的作用, 腔长越长, 光束质量越好, 有利于光束的耦合。系统腔长 1 000 mm, 聚光腔采用双灯单棒镀金腔结构。YAG 晶体对激光器输出质量有很大影响, YAG 晶体的质量越好, 同样输出功率下激光光束质量越好。YAG 晶体质量可通过

作者简介: 何琼 1970 年生, 女, 硕士, 副教授。主要研究方向为光机电技术研究。

杨晟 1971 年生, 硕士, 工程师。主要研究方向为固体激光应用的研究。

王英 1970 年生, 博士, 副教授。主要研究方向为大功率激光器成套设备的设计。

2012.21 机电一体化 55

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. <http://www.cnki.net>

干涉条纹和消光比来描述,两者之间的比值越大, YAG 晶体的质量也越好。本系统激光器选用特优级晶体 $\phi 8 \text{ mm} \times 185 \text{ mm}$,干涉条纹和消光比的比值大于 1 500,系统输出最大激光功率 600 W。

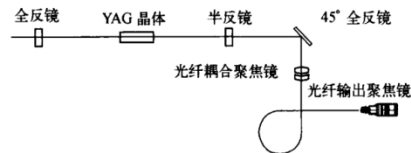


图1 光纤传输激光器结构图

激光器输出的激光经 45° 全反膜片反射后经过输入耦合聚焦镜进入光纤,光纤输出后经光纤输出聚焦镜准直后聚焦在钢缆上。

光纤输出聚焦系统配合切割气嘴和焦距调节装置组成激光切割头安装在手提式钢缆切割夹具中间,如图 2 所示。待切钢缆被机械抓手夹紧。为了防止钢丝晃动,设计了两个机械抓手,通过拉杆抓紧、放松钢缆。切割时通过激光切割头和钢缆间的相对移动来完成钢缆的切割。

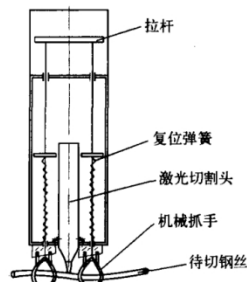


图2 手提式钢缆切割夹具结构图

2 光纤传输系统

激光经光纤传输后,出射光在光纤端面处的直径、发散角、光纤芯径和光纤数值孔径有以下关系^[1]:

$$d_{\text{laser,out}} = d_{\text{core}} \geq d_{\text{laser,in}}; \quad (1)$$

$$\theta_{\text{laser,out}} = \theta_{\text{laser,in}} \leq 2NA_0 \quad (2)$$

式中, $d_{\text{laser,out}}$, d_{core} , $d_{\text{laser,in}}$, $\theta_{\text{laser,out}}$, $\theta_{\text{laser,in}}$, NA 分别为光

纤输出端面光斑直径、光纤芯径、光纤输入端面光斑直径、出射光束发散角、入射光束发散角、光纤数值孔径。光纤传输后的激光光束束腰位置在光纤输出端面处,束腰大小近似等于光纤芯径,远场发散角约等于光纤数值孔径角,激光束经光纤传输后光束质量变差^[2]。

要提高光纤传输后光束质量,需采用芯径和数值孔径较小的光纤^[3]。系统选用德国 Fiber-tech 公司的阶跃折射率光纤,型号 AS400/720,光纤芯径 0.4 mm,光纤数值孔径 $NA = 0.2$,阶跃光纤可以承受大功率激光。

激光与光纤的耦合应满足光纤的耦合条件,如图 3 所示,即成像到光纤耦合端面上的激光光束的光斑直径和发散全角应同时满足^[4]

$$d_{\text{laser,in}} < d_{\text{core}}; \quad (3)$$

$$\theta_{\text{laser,in}} < 2\arcsin NA; \quad (4)$$

$$B_{\text{pp}} < d_{\text{core}} \arcsin NA/2. \quad (5)$$

其中, $d_{\text{laser,in}}$ 和 $\theta_{\text{laser,in}}$ 分别是入射光束的光斑直径和发散全角; $B_{\text{pp}} = d_{\text{laser,in}} \theta_{\text{laser,in}} / 4$ 光束参数乘积。

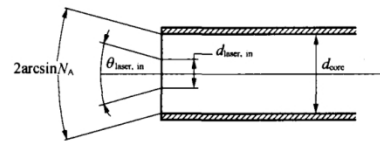


图3 光纤耦合条件

光纤输入耦合系统设计为两片复合透镜聚焦系统,如图 4 所示。复合透镜焦距的大小 f 由光束参数乘积 B_{pp} 、光纤芯径 d_{core} 和数值孔径 NA 确定^[5]。选取光纤芯径的 50% 为通光范围:

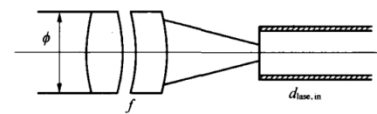


图4 复合透镜聚焦耦合系统

$$0.5d_{\text{core}}/2NA = B_{\text{pp}}; \quad (6)$$

$$NA = \phi/(2f). \quad (7)$$

由式(7)、(8)得 $f = 0.125d_{\text{core}}\phi/B_{\text{pp}}$ 。(8)

复合透镜直径为 20 mm,复合透镜上的光束直径 ϕ 为 8 mm, $d_{\text{core}} = 0.4$ mm。选取光束质量 $B_{\text{pp}} = 16 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$, 发散角 18 mrad, 计算得 $f = 25$ mm, 聚焦到光纤端面的光斑直径 $d_{\text{laser, in}} = 0.15$ mm。

光纤输出聚焦系统由两组共 4 片透镜组合而成, 如图 5 所示。第一组为准直透镜组, 将光纤输出的发散光变成平行光, 其物方焦平面与光纤端面重合; 第二组为聚焦透镜组, 将激光聚焦在其像方焦平面上。准直透镜组必须满足^[6]

$$A = f_2 \tan(2\alpha); \quad (9)$$

$$\sin \alpha = NA. \quad (10)$$

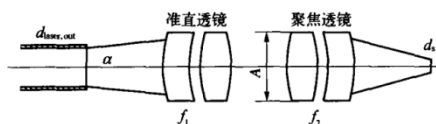


图5 光纤输出聚焦系统

根据关系式

$$d_s = d_{\text{laser, out}} \frac{f_2}{f_1} \quad (11)$$

(式中 d_s 为聚焦光斑直径), 要得到更小的聚焦光斑,

只有减小 $\frac{f_2}{f_1}$ 的比例; 但由于透镜输出孔径的限制, 加大 f_1 或减小 f_2 会造成部分激光功率的损耗^[7], 激光切割 f_2 不能太小。综合考虑, 设计准直透镜组 $f_1 = 140$ mm, 聚焦透镜组 $f_2 = 80$ mm, 镜筒直径 $A = 40$ mm。

最终光纤输出最大功率 500 W 时, 聚焦光斑直径 $d_s = 0.2$ mm, 功率密度可达 $1.4 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$ 。

3 实验分析

为获得较好的切割效果, 还要选择正确的工艺参数。本系统激光器使用的是恒流型开关电源。恒流型开关电源在做切割使用时宜选择短脉宽、高电流, 以提高单脉冲峰值功率, 提高切割能力。激光切割同

时还需辅以氧气助燃。经实际测试, 使用表 1 切割参数效果较好。

表 1 切割工艺参数

参 数	额定功率输出	最大功率输出
脉冲宽度/ms	0.5	0.5
氙灯泵浦电流/A	220	220
激光电源频率/Hz	160	220
光纤输出功率/W	400	500
辅助气压/MPa	0.6	0.6
氧助熔化切割钢缆直径/mm	≤12	≤14

4 结 语

通过较小芯径的光纤、优化设计光纤输入耦合和输出聚焦系统, 提高光纤输出的激光光束质量, 从而获得更小的聚焦光斑直径。在 400 W 额定功率输出情况下, 聚焦光斑直径 $d_s \leq 0.2$ mm, 满足了钢缆切割所需功率密度要求。该系统手持使用, 能方便地完成直径 12 mm 内的钢缆切割, 可应用于野外作业等特殊环境。

参 考 文 献

- [1] BECK T, RENG N, WEBER H. Optical fibers for material processing lasers [J]. Optics and lasers in engineering, 2000(34): 255-272.
- [2] 赵兴海, 高杨, 徐美健, 等. 高峰值功率脉冲激光的光纤传输特性 [J]. 红外与激光工程, 2008, 37(3): 445-447.
- [3] 李钰, 张阔海, 李强, 等. 大功率激光光纤耦合技术研究 [J]. 应用激光, 2004, 24(5): 276-278.
- [4] 左铁钊. 制造用激光(光束质量、传输质量与聚焦质量) [M]. 1 版. 北京: 科学出版社, 2008.
- [5] 王宝华, 姜梦华, 惠勇凌, 等. 大功率固体激光器高效率光纤耦合 [J]. 中国激光, 2008, 35(2): 195-199.
- [6] 孙文, 周刚. 大功率光纤传输连续激光焊接系统 [J]. 中国机械工程, 2002, 13(21): 1834-1837.
- [7] 陈莹, 曾祥江, 王立新, 等. 采用振荡-放大结构的声光调 Q Nd: YAC 激光器及光纤传输聚焦系统 [J]. 中国激光, 2001, 28(10): 1-3.

8.一种双棒串接大功率固体激光切割系统

一种双棒串接大功率固体激光切割系统

何 琼¹, 杨 晟¹, 范有雄¹, 王 英²

- 1. 武汉软件工程职业学院, 武汉 430205;
- 2. 华中科技大学激光加工国家工程研究中心, 武汉 430074

摘要: 介绍了一种以大功率脉冲固体激光器做为光源的激光切割系统, 该系统主要由双棒串接 1000W 激光器、大幅度数控工作台、z 轴随动系统、导光聚焦系统构成, 该系统可满足 1mm 至 8mm 内的碳钢、不锈钢、铝、铜等金属材料的切割要求, 可广泛应用于钣金切割行业。同时对分析了单棒 500W 激光器、双棒串接 500W 激光器、双棒串接 1000W 激光器三种固体激光切割系统的特点, 证明双棒串接 1000W 激光器具有更大的切割厚度和切割速度。

关键词: 固体激光器; 双棒串接; 激光切割; Z 轴随动

中图分类号: TN248.1

文献标识码: A

文章编号: 0253-2743(2012)02-0044-02

Two-rod high power pulsed Nd:YAG laser cutting system

HE Qiong¹, YANG Sheng¹, FANG You-xiong¹, WANG Ying²

- 1. Wuhan Vocational College of Software and Engineering, Optoelectronics and Communication Engineering Department, Wuhan 430205, China;
- 2. National Engineering Research Center for Laser Processing of HUST, Wuhan 430074, China

Abstract: A high power pulsed solid state laser cutting system. It is constituted by series-wound dual rods of 1000W lasers, CNC table, auto focus system and optic delivery system. And this system can fulfill multifarious metal cutting applications. Such as Carbon steel, S-steel, Al., Brass in thickness of 1~8mm. Compare to single rod of 500W lasers and series-wound dual rods of 500W lasers, series-wound dual rods of 1000W lasers has advantages of faster cutting speed and cutting deeper.

Key words: solid state lasers; series-wound dual rods; Laser cutting; auto focus

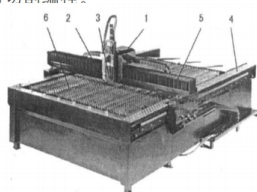
近两年金属板材的激光切割在国内应用日益广泛, 带来了对于数控激光切割成套设备的大量需求, 激光切割金属板材所使用的设备主要有大功率轴快流 CO₂ 激光切割机、大功率光纤激光切割机和脉冲固体激光切割机^[1]。脉冲固体激光切割机虽然切割速度、切割质量、切割厚度没有前两种设备好, 但具有峰值功率高, 投资费用低, 操作维护简单, 能切割铜、铝等高原子序金属的优点, 受到许多中小型钣金加工企业的青睐。目前, 脉冲固体激光切割机主要采用 500W 激光器做为光源, 主要应用于 3mm 以内的碳钢、不锈钢等金属材料的切割, 适用于对切割速度和切割厚度要求不高的应用, 如厚度 3mm 不锈钢, 切割速度只有 400mm/min, 用于碳钢, 最大切割厚度只有 3mm。

针对市场要求, 研究了以大功率脉冲固体激光器做为光源的激光切割系统^[2], 激光器输出功率达到 1000W, 对于厚度 3mm 不锈钢, 切割速度达 800mm/min, 碳钢最大切割厚度达到 8mm。该系统加工幅面 3000mm×1500mm, 配有 Z 轴随动系统, 可 24 小时连续工作, 为钣金切割企业提供了一种性能更好的固体激光切割机。

1 系统结构原理与实验

1.1 系统结构

如图 1 所示, 系统主要由 3 大部分组成, 激光器和导光聚焦系统、Z 轴随动系统、龙门式数控工作台。激光器和导光聚焦系统构成一个整体安装在龙门式工作台移动式门架上(Y 轴), 在切割过程中, 工件固定在切割台上, 激光器输出激光经扩束、聚焦后作用在工件表面, 移动式门架带动激光器和导光聚焦系统在待切割工件表面作 X 轴和 Y 轴方向的二维运动, 整个切割范围内光束保持一致。数控系统由工控机、CNC2000 数控板卡及软件、交流伺服系统组成, 可进行各种成形零件的切割编程。



1. 激光器; 2. 切割聚焦头; 3. Z 轴随动系统; 4. X 轴; 5. Y 轴; 6. 切割台
图 1 固体激光切割系统示意图

1.2 激光器和导光聚焦系统

通常单棒 Nd:YAG 激光器模块的输出功率被局限在 400W 至 600W^[3], 要实现更大的输出功率有两种方案, 一种是双棒振荡放大结构, 另一种是双棒串接的模块组合式结

构^[4]。双棒振荡放大结构效率较低, 输出光束质量较差, 而双棒串接的模块组合式结构, 可获得两个单棒激光器叠加的输出功率, 同时保持良好的光束质量^[5]。因此我们采用的是后一种方案, 如图 2a 所示, 激光器采用两个 500W 单棒激光器模块串接, 每个模块采用双灯单棒结构。为了获得最大的稳定范围和模体积, 双棒串接激光器常采用平行平面腔, 为了得到较大的转换效率和光束质量, 谐振腔常采用对称腔^[6], 即两棒主平面间距为棒主平面与反射镜间距的 2 倍, 如图 2b 所示。

激光器工作物质选用两支特优级 Nd:YAG 晶体棒 Φ8×185mm, 干涉条纹和消光比的比值大于 1500, 以提高转换效率, 泵浦灯为两支 Φ9×170mm 脉冲氙灯, 聚光腔为半腔水冷双椭圆柱面镀膜腔, 半反射镜透射率 50%。两个 500W 单棒激光器模块分别由两套同步工作的电源和制冷机组单独供电, 单台电源最大泵浦功率 18KW, 冷却水流量 50L/min, 大流量能快速冷却晶体表面从而降低热透镜效应的影响^[7,8]。

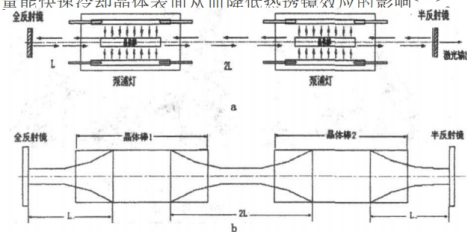


图 2 双棒串接固体激光器谐振腔

两只 Nd:YAG 晶体棒的热焦距 f 近似一致, 在最大泵浦功率时, 晶体棒热焦距 $f=0.2m$, $L=260mm$ 。在整个泵浦功率范围内, f 始终大于 $0.5L$ ^[9], 激光器一直运行在稳定区内, 随着泵浦功率增加, 输出功率稳定增加, 双棒泵浦功率 36kW 时, 得到系统最大输出功率 1100W, 如图 3 所示。通过对近场、远场光斑和距离的测量^[10], 当系统额定输出率 1000W 时, 光束质量 $BP(mm \cdot mrad)=25$ 。

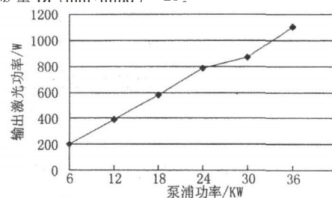


图 3 激光输出功率曲线

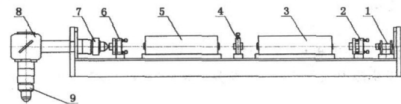
如图 4 所示, 激光输出后经过 4x 的扩束镜扩束, 再经过

收稿日期: 2012-02-18

作者简介: 何 琼(1970-), 女, 硕士, 副教授, 主要从事光机电一体化研究。
©1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

45°全反射镜,最后经聚焦镜输出,聚焦镜采用 $f=120\text{mm}$ 的非球面镜,最小聚焦光斑直径 0.1mm 。

双棒串接尽量选择平均有效热焦距 f 、径向热焦距 f_r 、轴向热焦距 f_a 相同的晶体。调试时特别注意两个串接激光棒中心共轴,否则容易引起晶体损伤,通常以半导体红光做为指示光来进行准直。也可在腔内加一小孔光栏以改善光束质量和对准性。



1. 指示光源系统; 2. 全反射膜片架; 3. 聚光腔; 4. 光阑; 5. 聚光镜; 6. 半反射膜片架; 7. $4\times$ 的扩束镜; 8. 45° 全反射镜; 9. 聚焦系统

图4 激光器和导光聚焦系统示意图

1.3 Z轴随动系统

Z轴随动系统在大幅面激光切割过程中,可保证激光焦点和工作距离保持一致。本机Z轴随动系统主要由单片机控制器、电容变换电路、Z轴升降工作台、伺服电机驱动系统组成,结构如图5所示,跟随速度达到 $2\text{m}/\text{min}$,可以满足固体激光切割系统的速度要求。

电容变换电路采用电极片式感应电容器,切割头部分做成电容的两个电极,这两个电极跟待切金属板之间形成一个随高度变化的电容器,那么不同的高度对应不同的电容量,经过专用芯片转化为电压信号后送给单片机控制器处理。单片机将反馈的高度信号和给定基准信号进行比较处理后,再控制伺服驱动器来驱动电机调节切割头高度,随动切割头高度设置为离板材表面 2mm 。

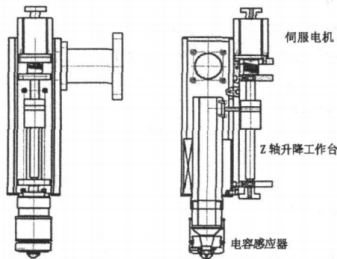


图5 Z轴随动系统结构图

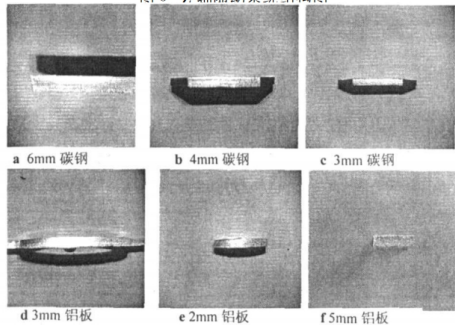


图6 不同材料的金属切割断面

1.4 实验分析

切割时需要吹氧气或压缩空气,经过长时间实验测试,得出几种常用金属的切割参数如表1所示。

表中参数是以纯氧做为辅助气体,当使用压缩空气助燃时,切割速度和切割厚度平均只能达到表中参数的80%。几种材料的切割质量如图6所示,当板材厚度在 3mm 以内时,切割断面比较光滑,当板材厚度大于 3mm 时,切割断面会出现上半部分光滑,下半部分粗糙的现象,氧气烧蚀的痕迹很明显,这时,减小氧气气压、降低切割速度、使焦点在

板材表面之下可以获得较好的效果^[1]。

表1 切割性能

材料	板厚 (mm)	切割速度 (m/min)	氧气气压 (MPa)	功率 (W)
碳钢	1.2mm	1800	0.5	800
碳钢	2mm	1200	0.5	800
碳钢	3mm	1000	0.5	800
碳钢	5mm	600	0.4	800
碳钢	6mm	500	0.3	800
碳钢	8mm	100	0.3	800
不锈钢	3mm	800	0.6	800
不锈钢	5mm	400	0.6	800
铝	3mm	300	0.6	800
铝	5mm	150	0.6	800
黄铜	2mm	200	0.6	800
紫铜	1.5mm	250	0.6	800

2 对比实验分析

脉冲固体激光切割系统还经常使用单控500W和双棒串接500W激光器两种激光器,将三种激光器分别安装到龙门式数控工作台上进行了对比测试,实验结果见表2所示。

表2 切割性能对比

腔型	额定功率(W)	系统额定功耗(KW)	碳钢最大切割厚度(mm)	材料	切割速度 (mm/min)
单控500W	500	26	5	1mm 碳钢	1200
				3mm 碳钢	600
双棒串接500W	500	26	5	1mm 碳钢	1500
				3mm 碳钢	800
双棒串接1000W	1000	52	8	1mm 碳钢	1800
				3mm 碳钢	1000

从表2可以看出,对于同样的材料,双棒串接1000W激光器切割速度最快,单控500W激光器切割速度最慢,因为同样输出功率情况下,单控500W激光器比双棒串接500W激光器的光束质量好,同时,双棒串接1000W激光器切割厚度可达8mm,双棒串接1000W激光切割具有更大的应用范围。

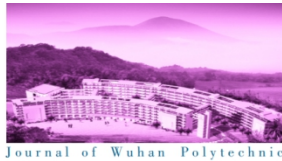
3 结论

研制了一套1000W脉冲固体激光器作为光源的激光切割系统,该设备输出功率高,光束质量较好,较500W脉冲固体激光切割系统具有更大的切割厚度和切割速度,扩大了固体激光切割系统的应用范围,经过了长时间使用测试,稳定性较好,能够满足钣金切割行业的更多需求。

参考文献

- [1] 钟如涛,王玉涛,黄海军等.高功率激光的发展现状及应用[J].激光杂志,2011,02(4):6~9.
- [2] 邱星武.激光加工技术在材料加工领域的发展及应用[J].稀有金属与硬质合金,2010,38(1):59~62.
- [3] 李强,姜梦华,雷旬等.工业用大功率固体激光加工系统[J].中国激光,2008,35(11):47~52.
- [4] [美]W.克希耐尔著,孙文,江译文,程国祥译.固体激光工程[M].北京:科学出版社,2002.
- [5] 余本海.双棒串接Nd:YAG激光器对称谐振腔的分析[J].应用光学,2003,24(6):11~13.
- [6] 余本海,郑启光,董杏林等.两种典型双棒串接Nd:YAG激光器谐振腔的分析[J].华中科技大学学报,2003,31(4):95~97.
- [7] 许芹祖,李刚,沈洪斌等.谐振腔的限模理论与实验[J].四川兵工学报,2010,31(6):111~113.
- [8] 董延涛,赵智刚,刘崇.热效应对于固体激光器偏振特性和基模输出特性的影响[J].中国激光,2009,36(7):59~62.
- [9] 王海林,周卓尤,曹红军等.双棒串接Nd:YAG激光器的稳定特性研究[J].光电子·激光,2003,14(2):150~152.
- [10] 左铁御.制造用激光(第一版)[M].北京:科学出版社,2008,10,160~175.
- [11] [德]Reinhart Poprawe.激光制造工艺[M].北京:清华大学出版社,2008.

9.自动抓斗卸船三维激光扫描系统的应用



· 机械与电气工程 ·

自动抓斗卸船三维激光扫描系统的应用

何琼, 杨晟

(武汉软件工程职业学院 电子与电气工程系, 湖北 武汉 430205)

摘要: 文章介绍了三维激光扫描系统在自动卸船机中的应用, 分析三维激光扫描系统的工作流程, 提出了激光扫描仪安装方案。在激光扫描后, PLC 获取了料堆的三维外形, 自动控制抓斗的抓取点和抓起深度, 使卸船机在一个循环过程中运行过程得到了优化。

关键词: 抓斗卸船机; 三维激光扫描系统; PLC

中图分类号: U674 文献标识码: A 文章编号: 1671-931X(2011)05-0094-04

94

武汉职业技术学院学报二〇一一年第十卷第五期(总第五十四期)

一、引言

抓斗卸船机是一种断续的散货卸船设备, 用于将散料货物从船舱转运至带式输送机的卸船作业。为了适应装载量不断增加的趋势, 提高港口作业效率和通过能力, 目前国内、外已有很多科研院校和港口企业进行了提高卸船机自动化控制功能的相关研究开发工作, 取得了许多先进的成果, 并已试验于港口作业^[1]。

二、自动卸船控制系统的简介

卸船机在卸载物料时, 抓斗通过起升机构的升降从船舱中抓取物料, 经过小车沿臂架的运行, 将物料卸载在带式输送机上方的漏斗中, 实现将物料从船舱转运至带式输送机的循环工作。一般采取定船移机作业方式, 卸船过程中通过大车沿轨道行走, 小车沿臂架的前后行走, 实现对整个船舱范围内料堆物料的抓取。

卸船机各机构的动作和管理由传动与控制系统完成^[2], 主要由 PC 机、可编程控制器 (PLC)、激光扫描仪、变频器、旋转编码器、电机及各种低压电气等构成, 其网络结构示意图如图 1 所示。

图 1 中的三维成像站用 C++ 编制激光扫描处理软件, 通过网线控制激光扫描仪动作, 并读取数据。再通过网线连接上位机中的组态软件, 利用组态软件的数据包与 PLC 进行数据交换。PLC 根据激光扫描获得的

三维位置坐标数据, 获取了料堆的三维外形, 结合最佳卸船路径及安全策略, 控制抓斗运行到相应点, 自动选择抓斗抓取点及抓取深度, 实现自动卸船。

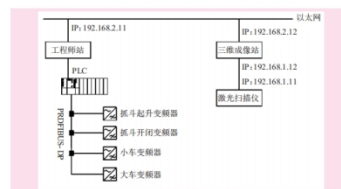


图 1 网络结构示意图

三、三维激光扫描系统的工作流程

激光扫描技术是三维扫描技术之一, 具有精度高、速度快及测量数据大等优点, 能无接触完成复杂物体的点、线、面的三维测量, 以激光作测量媒介, 不会引起物体表面的变形和损伤^[3]。近年来, 激光扫描技术的成本逐渐降低, 人们已经可以快速高效获取料堆的高精度三维数据, 并利用这些数据, 重建具有准确几何信息真实感的三维模型^{[4][5]}。

卸船机三维激光扫描系统(本文中简称 3D 系统)由三维成像站和激光扫描仪构成, 激光扫描仪安装在横臂下方, 激光扫描面与导轨方向平行, 且垂直于底面。

收稿日期: 2011-08-18

作者简介: 何琼(1970-), 女, 湖北武汉人, 武汉软件工程职业学院电子与电气工程系副教授, 研究方向: 控制技术和光机电一体化技术; 杨晟(1971-), 男, 湖北武汉人, 武汉软件工程职业学院电子与电气工程系工程师, 研究方向: 激光应用技术。

激光扫描仪与抓斗间距保持固定。整个工作过程可以概括为全局一次扫描与行动态扫描相结合, 初始全局扫描获取料堆初始状态, 后续表面变化情况更新采用局部行扫描完成。行扫描需要抓斗沿主梁运动来带动激光扫描仪工作, 而全局扫描还需要主梁沿大车轨道配合运动。

第一步, 对整个料堆进行扫描, 建立初始料堆结构。第二步, 每次取料后立刻对局部区域进行更新, 立刻计算当前行的抓取位置。根据抓斗张开尺寸进行, 确定当前行方向搜索区间; 然后在搜索区间内进行遍历扫描, 对每一个扫描位置进行综合评估; 计算出当前位置的抓取效率估计值; 将效率最高的一个位置输出作为当前料斗将要进行取料的位置点。第三步, 在抓取之后对局部结构扫描重建, 计算当前位置的变化情况, 评估抓取量, 并估计当前行的剩余厚度。如果小于 1/3 总

平均厚度, 则跳转处理下一行; 否则跳转到第二步继续。

(一) 时序关系

3D 系统在若干关键点处需要循环等待上位机返回的状态, 并由此来启动响应工作步骤, 而上位机完全自主运行不受 3D 系统影响。

如 2 图所示, 上一行为上位机工作时序, 下一行代表 3D 系统的几个关键工作时序。这几个关键工作起止点均受控于上位机状态变量。去程激光扫描开始于小车去程开始, 终止于小车去程结束; 而回程扫描则开始于小车回程开始, 终止于回程结束; 回程结束后同时启动 3D 计算, 并写入大小车下次取料的计算位置, 这个过程要在卸料结束之前完成, 从而保证卸料结束时上位机能够获得得到大小车的指令位置。

(二) 关键变量说明

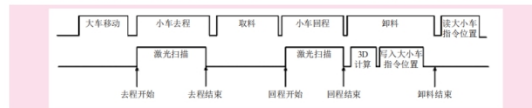


图2 作时序图

系统的同步关系通过若干变量来实现, 上位机及 3D 系统分别维护部分状态变量, 3D 系统通过读取状态变量来控制自身启动下一步动作或者等待状态变化之后再启动下一步动作。

在 3D 系统工作流程中设定每一次读取关键状态, 若未满足条件则需要原地循环等待直到满足条件为止。而上位机流程中除了控制大小车运行是否入位之外, 不需要任何等待操作。这样 3D 系统被动运行不会干扰上位机工作, 可以有效避免死机的发生。同时约定在每次读取关键状态时, 设置最大等待时间, 如果超时则认为死机, 跳出流程等待重新开始。

(1) 系统控制 / 状态变量

3D 系统具有三个状态: 复位, 标定, 工作。

复位: 其中上位机复位指令发出 (将该变量值修改为 1) 后, 3D 系统检测到该指令后, 立刻写入 10 到 3D 系统状态变量中, 用于通知上位机已经收到该指令, 正在进行初始化工作。待进入等待状态后, 则写 11 到 3D 系统状态变量中表示已经复位完成可以响应下一步指令。标定: 与工作流程基本一致, 只不过上位机不需要进行抓斗的动作而已。

(2) 大 / 小车指令位置、测量位置

大小车指令位置为 3D 系统根据扫描结果计算出下一步大小车的位置。由 3D 系统负责维护, 上位机只需要在卸料完成后读取该变量即可。大小车测量位置为上位机根据当前旋转编码器输出得到的大小车的实时位置信息, 由上位机负责维护, 3D 系统则在激光扫描时根据需要读取。

(3) 行程状态

主要反映小车启停信息, 由上位机负责维护。3D 系统根据该变量信息来确定是否启停激光扫描。数值为 0 表示无效, 为 11 表示去程开始, 12 表示去程结束,

21 表示回程开始, 22 表示回程结束。

四、激光扫描仪安装方案的设计

(一) 总体结构图

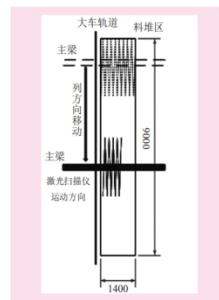


图3 总体顶视图

试验设计料堆区域长宽分别为 9000mm、1400mm, 如图 3 所示为料堆的总体顶视图。横臂方向为行方向, 大车轨道方向为列方向。通过激光扫描仪沿横臂方向移动, 实现对当堆料区的前行段进行表面测量; 再通过横臂沿大车轨道方向运动实现对不同行段进行扫描, 从而实现对整个料堆进行测量。在导轨及横臂电机配备有高精度编码器, 基本上能够满足扫描过程的需要, 对系统并没有额外的要求。

(二) 激光扫描仪安装位置

激光扫描仪安装在横臂下方, 激光扫描面与导轨方向平行, 且垂直于底面。激光扫描仪与抓斗间距保持固定, 且为堆料区宽度。按照抓斗进入堆料区的时间顺序, 依次描述为激光扫描器刚进入堆料区, 抓斗位于落

料斗中心上方所示;激光扫描仪正在进行扫描,而抓斗还未进入堆料区;激光扫描仪扫描完毕,抓斗进入堆料区(如图4所示);抓斗对应堆料区最右边时,激光扫描仪对横臂的最右端(这个状态不一定出现,极端情况下抓斗需要抓取最右端料时可能出现)。该方式的优点在于仅仅通过加长横臂长度,并固定抓斗与激光扫描仪的距离,抓斗移动过程中即可以完成对堆料区的扫描,不需要额外的扫描时间,整个过程时间最短。在抓斗进入堆料区时,激光扫描仪已经完成一次行方向扫描动作。抓斗离开堆料区时,又可以完成一次扫描动作,抓斗返回过程可以实现两次扫描,从而提高扫描精度和可靠性。

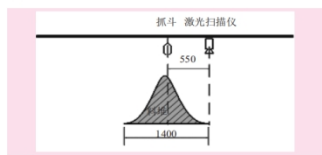


图4 激光扫描堆示意图

(三) 地形恢复精度分析

激光扫描仪在行方向推进速度取决于小车电机,按照额定 9m/min 的设计,即 150mm/s,而激光扫描仪在一秒钟实现 25 次往返扫描,因此一次单程扫描对应的位移量大约是 3mm,精度已经足够高。小车电机运动测量精度大约为 0.03mm/脉冲,为单程扫描位移量的 100 倍,完全可以为定位做支持。若以 3mm 为恢复地形的行方向分辨率,如图 5 所示,那么料堆宽度 1400mm 将对应 1400/3=466 列,数据量也不大,实时计算没有问题。

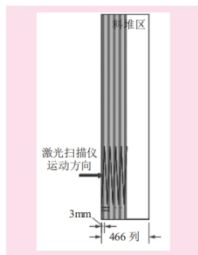


图5 激光扫描仪行方向扫描分辨率示意图

在列方向,激光扫描仪张角设计为 50.4°,张角方向与列方向平行,分辨率为 0.25°,每秒钟扫描 25 帧。距离底面高 1600mm,料堆最大高 900mm。因此在行方向上一次扫描大约覆盖了 1400mm 宽的区域,因此总长为 9000mm,大约需要 6 次扫描才能完成对整个料堆区域的完整扫描。图 6 为列方向扫描仪扫描范围示意图。从图 6 可以看出,同样的扫描分辨率角度对于正下方 0.25 度对应 7.8mm,而在两端则大约对应 9.5mm。角度越大,对应的误差也就越大,因此,本方案折衷选择 50.4 度张角,如图 5 所示,平均精度 8mm。显然,在列方

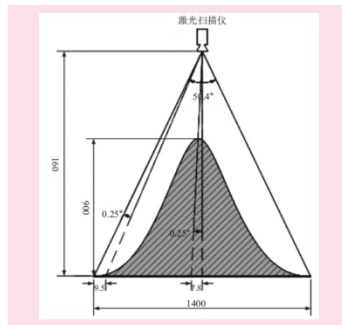


图6 列方向扫描仪扫描范围示意图

向受限于激光扫描仪扫描步长,分辨率没有行方向分辨率高,但是平均 8mm 左右的分辨率对于表面分析目的也足够了。

在平均步长为 8mm 的情况下,列方向大约有 9000/8=1125 个采样点。因此,整个堆料区扫描建模规模大约为 1125*466 个采样点。

需要额外说明的是,由于料堆隆起区域可能会对激光造成遮挡导致周边低洼区域无法测量到数据。设计通过软件程序来自动控制扫描仪张角,提高扫描次数(大于 6 次),尽可能减少扫描死角,因此可能会带来扫描次数上的变化,但是三维表面模型规模并无变化。

(四) 地形恢复时间分析

对料堆的初始外形重建扫描需要至少 6 次行扫描才能完成。每个单程的时间按照 9m/min 的横臂移动速度来计算,那么扫描过程需要 6*1400/150 = 56s,加上电机在导轨方向的移动花费,共计需要大约 99s。扫描轨迹采用之字形往返。

此后每次抓斗抓取之后的表面测量与抓斗的运动是同步进行的,扫描的时间花费与抓斗小车的移动时间等同,没有额外的时间损耗。

五、实践仿真

在抓斗卸船机自动卸船控制系统中,PLC 是其控制核心,其中 PLC 类型选用的西门子 S7-300PLC。PLC 配套的程序有三部分:激光扫描系统控制数据部分的程序,动作状态反馈信息、激光扫描仪的实时坐标参数,作为计算参考依据;扫描部分的程序,PLC 根据激光扫描系统的指令驱动激光扫描仪到达指定位置,以便扫描整个物料的形状;自动定位抓取物料的程序,PLC 根据激光扫描系统给出的三维坐标数据,控制抓斗运行到相应位置,并自动完成抓料、回退、抛料动作,然后再根据获得的三维坐标数据,控制抓斗运行到相应位置,如图 7 为运行到最佳抓取点时激光成像系统的扫描示意图,其中白色区域是抓取目标点,红色方框为抓斗外形。如此往复,完成全部自动卸船作业。

六、结语

传统的手动卸船方式下,大、小车的移动、抓斗的关闭升降等完全由卸船司机操作,劳动强度大,卸船效率较低。自动抓斗卸船激光扫描系统的使用,实现了抓取点的自动选择,优化了卸船过程。在码头实际应用中,对操作司机的劳动强度的降低及卸船作业效率的提高有显著的作用。



图7 激光成像扫描示意图

参考文献:

- [1] 上海市科委产学研项目《现代港口散货装备集成技术开发与研制》课题组.《现代港口散货装备集成技术开发与研制》技术总报告[R].上海:上海国际港务(集团)股份有限公司,纲纪重工,ABB(中国),上海交通大学,2008.
- [2] 马昕霞,宋明中,蔡方伟,等.基于PLC抓斗式卸船机控制系统[J].电气自动化,2007,29(3):169-173.
- [3] 陈建辉.卸船机用散货三维成像系统设计及实现[D].上海:上海大学,2008.
- [4] 徐进军,张民伟.地面三维激光扫描仪:现状与发展[J].测绘通报,2007(1):47-50.
- [5] 孙德鸿,王占超.三维激光扫描技术在地形纸质测量中的应用[J].水利水电施工,2011,(1):76-80.

[责任编辑:詹华西]

Application of 3D Laser Scanning System in Automatic Grabbing of Ship Unloader

HE Qiong, YANG Sheng

(Wuhan Vocational College of Software and Engineering, Wuhan 430205, China)

Abstract: The article introduces the application of 3D laser scanning system in automatic ship unloader. It analyzes the working process of the system and puts forward the installation plan of the laser scanner. By the laser scanning, PLC captures the 3D shape of the material, the grabbing points and depth and thus the whole work process of the unloader in the circulation is optimized.

Key words: grabbing ship unloader; 3D laser scanning system; PLC

(上接第93页)

过计算和观察可以知道轮齿在齿根和齿顶区域磨损最大,齿轮磨损取决于材料的硬度和强度,结果显示齿轮的磨损是连续的,我们了解到在齿轮啮合过程中,轮齿上的各点磨损为何不同,通过建模所计算出的磨损深度与实验结果基本一致。

参考文献:

- [1] 缪炯.粉末冶金齿轮[J].现代零部件,2005,(10):68-72.
- [2] Francis Hanejko.粉末冶金齿轮材料进展[J].粉末冶金工

业,2010,(3):40-46.

- [3] 周玉山 邵明.粉末冶金齿轮模具成形磨齿砂轮的廓形计算方法[J].机械工程学报,2005,1:162-165.
- [4] 闫存富,等.齿轮磨损失效形式的研究及改进[J].广西轻工业,2010,(7):45-46.
- [5] 操育丰.减小齿轮磨损与胶合的措施[J].现代冶金,2009,(1):59-61.

[责任编辑:]

Analysis of Tooth Wear of Powder Metallurgical Gear during Dry Running

TU Jie

(Nanjing College of Chemical Technology, Nanjing 210048, China)

Abstract: In this research, we establish a model to predict the wear pattern of spur gear tooth under unlubricated conditions, and compare the predicted wear depth with experimental results. Through the comparison, we know some factors that influence the wearing.

Key words: modeling; spur gear; wear depth

10.动力电池防爆阀激光焊接工艺

动力电池防爆阀激光焊工艺

杨 晟¹, 何 琼¹, 吴 轩², 雷 波²

(1.武汉软件工程职业学院, 湖北 武汉 430205; 2.武汉逸飞激光设备有限公司, 湖北 武汉 430074)

摘要: 动力电池防爆阀是一种纯铝质薄片, 激光焊接出现过烧穿孔的问题。本文研究了动力电池防爆阀的激光焊接工艺过程, 对激光焊接工艺参数、脉冲波形控制、工装夹具进行了优化设计, 取得了较好的效果, 应用于实际生产中, 对提高激光焊接动力电池防爆阀的焊接质量和成品率具有现实指导意义。

关键词: 动力电池; 激光焊; 防爆阀

中图分类号: TG456.7 **文献标志码:** B

DOI: 10.13846/j.cnki.cn12-1070/tg.2018.06.015

动力电池面临安全性、耐久性、动力性三大技术难点, 最核心的是安全性。动力电池防爆阀是确保电池安全的重要部件, 动力电池防爆阀可有效地防止电池热失控时发生爆炸, 当电池内部温度异常, 气压升高到 1.0~1.2 MPa 时, 安全阀开启排除内部气

体, 避免压力过高造成爆炸, 从而保障了电池安全。动力电池防爆阀是一种纯铝质 (AL1060) 圆形薄片, 厚度在 0.08~0.1 mm 之间, 铝材对激光的反射率高, 且材料很薄, 激光焊接过程中容易出现过烧穿孔现象。通过对焊接过程分析, 优化了激光焊机脉宽、频率、峰值功率、脉冲波形等工艺参数, 并对焊接工装夹具进行了精心设计, 使生产线上焊接成品率提高到 99% 以上。

收稿日期: 2017-11-12

基金项目: 武汉市产学研重点项目 (CXY201618)

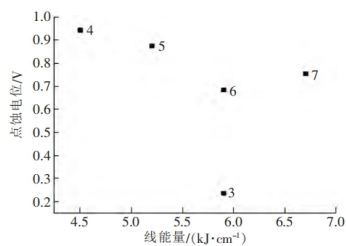


图6 点蚀电位散点图 (焊条直径 2.5 mm)

从图5可以看出: 采用直径 3.2 mm 的焊条进行焊接时, 选择 7.4 kJ/cm 线能量, 焊接接头的点蚀电位高。从图6可以看出: 采用直径 2.5 mm 的焊条进行焊接时, 选择 4.5 kJ/cm 线能量, 焊接接头的点蚀电位高。

3 结论

(1) 线能量的大小对焊接接头的点蚀电位有影响, 较小或较大的线能量, 焊接接头的点蚀电位较高。

(2) 对于 $\phi 8$ mm 的 2205 双相不锈钢钢筋, 采用 $\phi 3.2$ mm 的焊条进行焊接时, 选择 100 A 的焊接电流, 电弧电压控制在 24 V, 焊接速度控制在 0.32 cm/s, 即线能量 6.7 kJ/cm, 焊接接头的点蚀电位高。

(3) 对于 $\phi 8$ mm 的 2205 双相不锈钢钢筋, 采用 $\phi 2.5$ mm 的焊条焊接时, 选择 60 A 的焊接电流, 电弧电压控制在 24 V, 焊接速度控制在 0.32 cm/s, 即线能量 4.5 kJ/cm, 焊接接头的点蚀电位高。

总之, 2205 双相不锈钢钢筋进行焊条电弧焊时, 应避免采用太大或太小的线能量, 否则焊接接头的点蚀电位降低, 焊接接头的抗点蚀性能会恶化。

参考文献:

- [1] GB/T 17899—1999 不锈钢点蚀电位测量方法[S].
- [2] 张 勇, 郑洪国, 周 艳, 等. 线能量对 SAF2507 钢焊接接头性能的影响[J]. 装备制造技术, 2011(5): 39-40.

1 激光焊接过程分析

1.1 焊接方法

如图1所示,动力电池防爆阀焊接时采用对接穿透焊方式对电池防爆阀和电池盖板进行焊接,电池防爆阀是一种纯铝质(AL1060)圆形薄片,厚度 L_2 在0.08~0.1 mm之间,电池防爆阀和下面的电池盖板间的空气隙 L_1 应越小越好,电池盖板采用AL3003铝合金材料,厚度为2~3 mm,AL3003是铝锰合金系列材料,具有防锈性、成形好、耐腐蚀等优良特性。

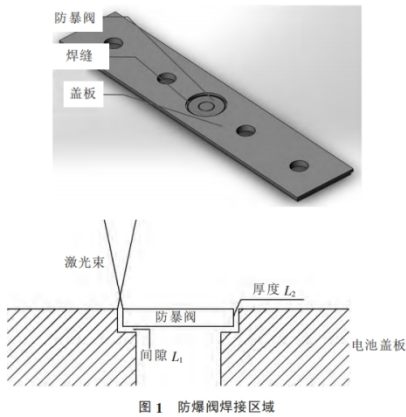


图1 防爆阀焊接区域

1.2 工艺参数设计

要求激光焊接熔深 >0.2 mm,研究表明,焊接对象为2层,中间有空气隙,空气隙的热导率远小于金属的,当上层金属的下表面熔化时,由于液态金属的流动,间隙消失。上层下表面和下层上表面在间隙消失前,由于激光热源的能量传导受阻,上层表面温度呈现急剧上升过程,如图2所示。参数选择不合理,表面温度易超过沸点,材料汽化,以至出现孔洞。根据热传导方程分析,在一定脉宽(τ)条件下,具有恒定强度的表面热源作用下,表面达到材料熔点的功率密度 q_c 为:

$$q_c = \frac{0.886T_m K}{(\alpha\tau)^{1/2}}, \quad (1)$$

式中: τ 为激光脉冲宽度; α 为热扩散率; K 为热导率; T_m 为熔点。随材料的熔点、热导率的增加而

增加,随热扩散率、脉宽的增加而减小。

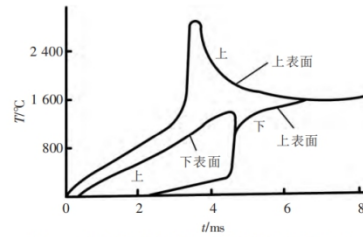


图2 上下两层材料激光传热透焊接表面温度变化曲线

电池防爆阀AL1060的熔点约为660℃,沸点约为2467℃,电池盖板AL3003是铝锰合金系列材料,熔点和沸点比AL1060纯铝的略小一点。

脉宽 τ 取1.5 ms,代入式(1)计算得功率密度 q_c 约为 2×10^4 W/cm²。铝及铝合金对激光反射率高,热传导性高,焊接时需要较大功率密度,但过大的功率密度容易造成防爆阀过烧穿孔,设计功率密度 $q_c = 3 \times 10^4$ W/cm²。

电池防爆阀焊缝间隙为0.05~0.1 mm,焊接平台边缘小于1 mm,焊接光斑直径0.8 mm,其中光斑覆盖焊缝间隙0.3 mm,采取正离焦+2 mm,脉冲激光输出平均功率400 W,频率60 Hz,峰值功率密度可达 5×10^4 W/cm²,实现0.3 mm $>$ 焊接熔深 >0.2 mm。

1.3 脉冲波形控制

金属反射率随金属表面温度变化,在激光开始作用时,反射率很高,当光照区温度逐渐上升至熔点后,反射率迅速下降,光照区处于熔化状态,反射率稳定于某一数值。由于铝材对激光的反射率高,脉冲激光设置成带有前置尖峰的指数形式衰减波形,如图3所示,前置尖峰可以提高铝材对激光的吸收率,后续的指数衰减波以防止功率密度过高而导致穿孔。

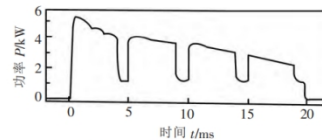


图3 前置尖峰的指数形式衰减波形

密封焊接开始与结束的重合部分相当于焊接2

也是导致过烧穿孔的重要原因,选择用缓升缓

降的激光进行焊接,如图4所示,启动焊接时激光功率逐渐由小变大,结束焊接时激光功率逐渐由大变小,采用缓升缓降波形焊缝接口处平整光滑,没有凹坑或斑痕等过烧穿孔现象。

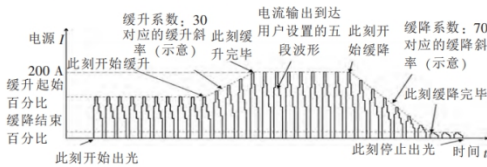


图4 缓升缓降波形

1.4 工装夹具设计

电池防爆阀和电池盖板的配合紧密度、防爆阀边缘和激光焊接头的相对位置精度、焊接面的平行度都直接影响焊接质量。对工装夹具进行了优化设计,在工装夹具设计中,采取真空负压技术,使防爆阀和电池盖板配合紧密,满足 L_1 (防爆阀与底板间隙) $<L_2/10$ (L_2 为防爆阀厚度),焊接夹具设计有水冷通道,防止防爆阀薄片焊接过程受热变形。通过插销孔或防爆阀凸台精确定位电池防爆阀和盖板的位置和水平度,同时为提高焊接效率,采用2组夹具轮换工作方式,每组夹具可并排安装8组电池防爆阀,如图5所示。

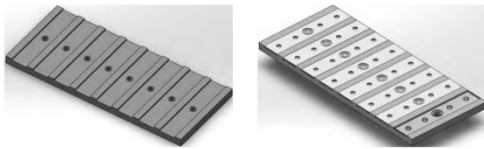


图5 电池防爆阀焊接夹具结构图

2 试验方法及效果

激光器的稳定性也是影响焊接质量的关系因素,光纤激光器具有输出光束质量好、激光器稳定的优点,试验中选用500 W连续光纤激光器调制成脉冲输出,占空比和频率可调,激光波长 $(1\ 070\pm 10)$ nm,光纤芯径 $50\ \mu\text{m}$,光斑直径 $0.8\ \text{mm}$,通过软件调制激光脉冲波形形成前置尖峰的指数形式衰减波形,调制焊缝接口处缓升缓降波形,焊接时采用同轴氮气保护也可有效防止穿孔,同时可以减少焊接表面的氧化,保护聚焦镜片,焊接工艺参数见表1。

表1 焊接工艺参数

平均功率 /W	峰值功率密度 $/(W\cdot\text{cm}^{-2})$	脉宽 /ms	频率 /Hz	焊接速度 $/(mm\cdot\text{s}^{-1})$	焊接光斑直径/mm	离焦量 /mm	聚焦镜焦距/mm
400	5×10^4	1.5	60	30	0.8	+2	150

焊接效果如图6所示,可见焊缝均匀一致,无虚焊、烧穿、焊偏等不良现象,气密性满足 $9.806\ 65\ \text{kN}$ 不漏气的气密性要求。合格率 $\geq 99\%$ 。

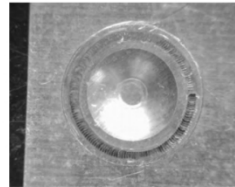


图6 防爆阀焊接效果图

3 结论

采用500 W连续光纤激光器,对接穿透焊方式焊接动力电池防爆阀和电池盖板,关键是激光工艺参数的选择,功率密度、脉宽、频率、速度、离焦量、脉冲波形,还有工装夹具的设计,包括定位精度、真空吸附、夹具水冷,焊缝接口处缓升缓降波形等,最终得到较好的效果,使得生产线上焊接成品率提高到99%以上。

参考文献:

- [1] 孙海燕,苗雅丽.动力电池盖帽焊接夹具设计[J].电焊机,2015,45(8):126-128.
- [2] 张同华,李晓辉,鲁强临.新型动力电池防爆盖帽的设计与制造[J].电源技术,2011,135(6):662-665.
- [3] 李林贺,邓适.动力电池壳体激光焊接工艺[J].焊接技术,2013,42(7):30-32.
- [4] 王中林.动力电池外壳激光焊接实验分析[J].焊接技术,2012,41(7):11-13.
- [5] 何琼,余其友,苏亮.基于PLC的圆柱形锂离子电池激光自动焊接系统的设计[J].化工自动化及仪表,2012,38(7):862-865.
- [5] 李晓坡,郭龙超,黄黎明.激光焊接技术在锂离子电池电芯制作中的应用[J].科技创新导报,2016(8):74-75.
- [7] 许宝忠,刘铁根,王萌,等.锂离子电池安全阀激光扫描焊接[J].电源技术,2010,134(8):812-814.

作者简介:杨晟(1971—)男,湖北武汉人,副教授,主要从事激光应用技术研究。http://www.cnki.net

11.非共焦离轴正支非稳腔光束特性研究

第 40 卷第 1 期
2020 年 2 月

应 用 激 光
APPLIED LASER

Vol. 40, No. 1
February 2020

非共焦离轴正支非稳腔光束特性研究

杨 晟, 王 炜

(武汉软件工程职业学院, 湖北 武汉 430205)

摘要 非稳腔拥有较大的模体积, 良好的光束特性, 因而在板条激光器中应用广泛。一般而言, 板条激光器均采用的是共焦非稳腔结构, 对非共焦腔结构研究较少。采用 Rigrod 分析法对非共焦非稳腔的功率提取效率进行分析, 研究了腔长增加或者减小时, 非共焦腔的光束特性, 失调特性以及功率提取效率的变化。结果表明, 腔长减小时, 非共焦腔相比共焦腔, 功率提取效率整体呈下降趋势; 而当腔长增加 150~210 mm 时, 非共焦腔的功率提取效率提升 11% 左右, 抗失调特性相比共焦腔结构也提升 10% 以上。

关键词 非稳腔; 功率提取效率; 失调特性; 光束质量

中图分类号: TN242 **文献标识码:** A **doi:** 10.14128/j.cnki.al.20204001.164

Study on the Characteristics of Non-confocal Off-axis Positive Branch Unstable Resonator

Yang Sheng, Wang Wei

(Wuhan Vocational College of Software and Engineering, Wuhan, Hubei 430205, China)

Abstract The unstable resonator has a large mode volume and good beam characteristics, so it is widely used in the slab laser. Generally speaking, the slab laser adopts confocal unstable resonator, while there are few research on the structure of the non-confocal unstable resonator. In this paper, the power extraction efficiency of non-confocal resonator is analyzed by 'Rigrod Analysis'. The beam characteristics and misalignment characteristics are investigated when the cavity length increased or reduced. The results show that when the cavity length decreased, the power extraction efficiency shows a downward trend. However, when the cavity length increased by 150 mm to 210 mm, the power extraction efficiency of the non-confocal resonator is increased about 11%, and the anti-misalignment is increased by more than 10% compared with the confocal resonator.

Key words unstable resonator; the power extraction efficiency; misalignment characteristics; beam quality

0 引言

激光器采用板条状增益介质时, 一方面由于较薄增益介质良好的热交换特性, 采用扩散冷却技术即可实现高效的冷却; 另一方面可以减小激光器的体积, 使其整体结构更加紧凑。而非稳腔由于其良好的模式鉴别能力, 可获得高光束质量的激光输出, 因此在板条激光器及放大器中被广泛采用^[1-4]。

非稳腔按照其放大率的正负可分为正支腔和负支腔两种结构, 其中负支腔主要应用于高功率气体激光器中。而正支腔相比负支腔, 谐振腔内部不存在热点, 同时功率提取效率优于负支腔, 因而在固体激光器及放大器中多采用此种结构。一般而言, 板

条激光器均采用共焦非稳腔结构, 对非共焦谐振腔结构研究较少。

本文采用 Fox-Li 算法对非共焦正支非稳腔的特性进行了分析, 研究了腔长变化对谐振腔功率提取效率的影响, 对功率提取效率较高的非共焦腔的光束特性进行了分析^[5-8], 结果表明, 腔长增加的非共焦腔相比于共焦腔功率提取效率明显提升, 同时光束质量依然理想。

1 非共焦正支腔分析方法

激光器及放大器中多采用的是离轴非稳腔结构, 离轴正支腔结构如图 1 所示。图中 F 表示焦点, a 为输出镜半宽, M 为谐振腔放大率, L 为谐振腔长度。

收稿日期: 2019-02-27; 收到修改稿日期: 2019-04-08

基金项目: 湖北省教育厅科学技术研究项目(项目编号: B2018474); 武汉市科技局应用基础前沿专项(项目编号: 2019010701011383)

作者简介: 杨晟(1971-), 男, 副教授, 主要从事激光应用技术研究。Email: 715806791@qq.com

其中谐振腔腔镜 M1 和 M2 的曲率半径分别为 R_1 和 R_2 , 本文中凸面镜曲率半径为负值。采用 Fox-Li 迭代算法对谐振腔的模式特性进行分析^[9]。

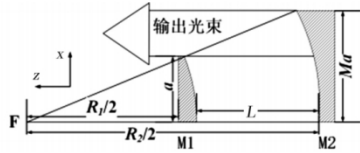


图1 离轴正支腔结构示意图
Fig.1 Schematic diagram of off-axis positive branch unstable resonator

将 M1 和 M2 镜上光场的复分布分别用 $E_1(x_2)$ 和 $E_2(x_2)$ 表示, 则此时光束从 M2 传输到 M1 的衍射积分方程为

$$E_1(x_1) = \sqrt{\frac{i}{\lambda}} \int_0^{M_0} E_2(x_2) \frac{\exp(-ik\rho)}{\sqrt{\rho}} \left(\frac{1 + \cos\gamma}{2} \right) dx_2 \quad (1)$$

$$\eta = \frac{(1-l)^{1/2} T}{[(1-l)^{1/2} + (1-l-T)^{1/2}] \{1 - [(1-l)(1-l-T)]^{1/2}\}} \left(1 + \frac{\ln[(1-l)(1-l-T)]}{2g_0 L_A} \right) \quad (4)$$

其中 l 为非稳腔中光束经一次往返后总的损耗 (损耗包含了镜面上的损耗, 散射以及腔内的吸收损耗), 激光器的小信号增益为 g_0 , L_A 表示激光增益区的长度。一般用 δ 表示非稳腔输出镜平面上实际输出的光强与平面上总光强的比值。因此 δ 即等效为非稳腔输出镜的透过率 T 。当腔长发生变化时会导致 T 的大小变化, 由式(1)可知由于 T 发生变化时, 谐振腔的提取效率 η 必然产生变化。

2 功率提取效率分析

选取腔长 L 为 464 mm, 放大率 M 为 1.15, 有效菲涅尔数 $N_{eff} = 72.6$, 输出镜半宽 $a = 69$ mm 的正支腔进行分析。图 2 描述了腔长相比于共焦腔在 -100 mm 至 200 mm 范围内变化时, 谐振腔功率提取效率 η 的变化情况, 其中横坐标 0 表示共焦腔的情况。

从图中可以看出, 当腔长增加超过 150 mm 时功率提取效率呈增长趋势, 而腔长减小时功率提取效率整体呈下降趋势。当谐振腔为共焦腔时提取效率为 0.34, 腔长增加 150 mm 时为 0.39, 而减小 100 mm 时提取效率仅为 0.22。

本文对腔长减小 100 mm 和 80 mm 时谐振腔输出平面上的光强进行了分析, 光强分布如图 3 所示。当腔长减小时, 谐振腔内部增益介质也会缩短, 激光器的输出功率必然下降, 而此时提取效率也在

$$\rho = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (z_1 - z_2)^2} \quad (2)$$

而光束从 M1 传输到 M2 的衍射积分公式如下式所示

$$E_2(x_2) = \sqrt{\frac{i}{\lambda}} \int_0^a E_1(x_1) \frac{\exp(-ik\rho)}{\sqrt{\rho}} \left(\frac{1 + \cos\gamma}{2} \right) dx_1 \quad (3)$$

式中 x_1, x_2 为 M1 和 M2 镜非稳方向上任意点的坐标位置, z_1 和 z_2 描述了镜片上点的 z 轴坐标, ρ 为两镜片上任意两点间的距离, r 表示两点间的连线与起点位置处表面法向量的夹角。结合 Fox-Li 迭代法, 采用公式(1)~(3)即可分析谐振腔的输出平面上的光强分布。

本文采用由美国贝尔实验室的研究人员提出的“Rigord 分析法”对正支非稳腔腔长变化时的功率提取效率进行分析^[10]。在非稳腔中损耗是作为激光输出的 (如图 1 所示), 基于以上理论离轴非稳腔中的功率提取效率 η 可由下式描述

降低, 因此不适合激光器稳定高效运行。

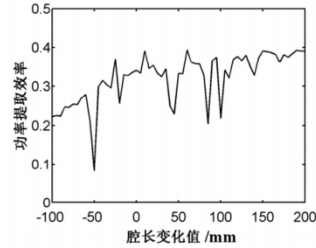
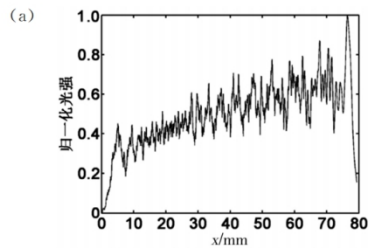


图2 腔长改变时谐振腔功率提取效率的变化
Fig.2 The power extraction efficiency of resonator cavity when the cavity length changes



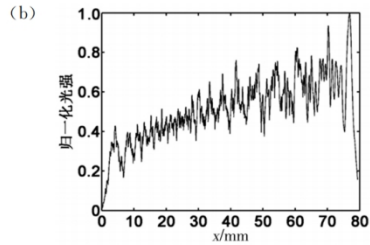


图3 腔长减小时谐振腔输出平面上光强分布
(a)腔长减小100 mm (b)腔长减小80 mm
Fig.3 Normalized output beam intensity distribution on the output plane of the resonator when the cavity length decreases

图4描述了腔长增加时,谐振腔输出平面上的强度分布,同图3对比可以看出,此时光强的分布的均匀性明显提升很多。说明腔长增加时,非共焦谐振腔功率提取效率提升的同时,光束特性没有发生明显变化。

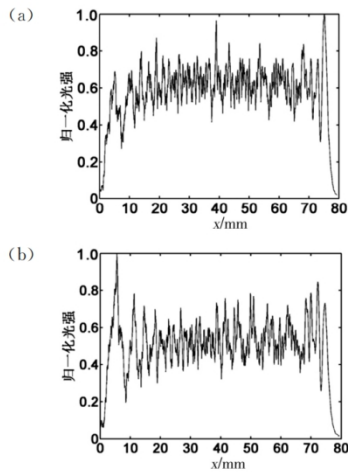


图4 腔长增加时谐振腔输出平面上光强分布
(a)腔长增加150 mm (b)腔长增加190 mm
Fig.4 Normalized output beam intensity distribution on the output plane of the resonator when the cavity length increases

对腔长增加100 mm~300 mm时的功率提取效率进行分析,结果如图5所示。从图中可以看出当腔长变化值在150 mm(功率提取效率为0.39)到

210 mm(功率提取效率为0.38)的区间内,功率提取效率的变化比较平稳,并且均高于共焦腔(功率提取效率为0.34)。

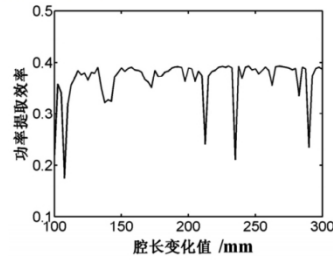


图5 腔长增加100—300 mm功率提取效率的变化
Fig.5 The variation of the power extraction efficiency when the cavity length increases by 100 to 300 mm

3 非共焦特性分析

谐振腔失调是激光器运行过程中普遍存在的问题。因为在机械装配过程中将谐振腔完全调准是很困难的。此外即使是完全调准的谐振腔,在实际运行中,也会因为机械震动、热扰动等原因导致失调。因此研究谐振腔的失调特性尤为必要。图6为正支腔角度失调时的示意图,在本文中,角度为正值时输出镜顺时针旋转,即图中描述的 θ 为正值。计算谐振腔失调情况下光强分布时,首先计算镜面失调后的坐标位置及此时法向量的大小,然后将上述结果带入公式(1)~(3),结合Fox-Li迭代法对此时的光强进行分析。

本文对腔长增加时非共焦腔的失调特性进行了分析,研究失调时谐振腔功率提取效率的变化。图7描述了腔长增加150 mm,190 mm,210 mm时谐振腔与共焦腔失调特性的比较,虚线加三角形的曲

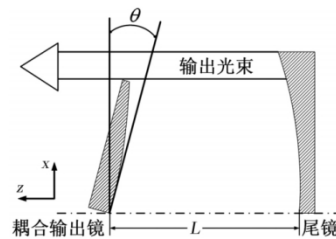


图6 谐振腔角度失调示意图
Fig.6 Schematic diagram of resonator angle misalignment

线描述的是共焦腔而直线加圆圈的曲线描述的是腔长增加的非共焦腔。从图中可以看出非共焦腔的稳定性均高于共焦腔。其中当腔长增加 150 mm, 190 mm, 210 mm 时非共焦腔的稳定性分别提高了 12.3%, 12.4%, 10.92%。

最后本文对非共焦的光束质量和光束远场分布进行了分析, 经计算共焦腔的 M^2 因子为 1.79, 而腔长增加 150 mm, 190 mm, 210 mm 时输出光束的 M^2 因子分别为 1.80, 1.68, 1.55。说明腔长增加时

输出光束光束质量变化不大, 某些位置会变得更好。图 8 描述了腔长增加 150 mm 处光束的远场分布(图 8(a))同共焦腔的远场光强分布(图 8(b))的比较。从图 8 中可以看出两者并没有明显区别, 只是非共焦腔光束传输时会偏离光轴, 通过光学系统很容易解决这个问题。

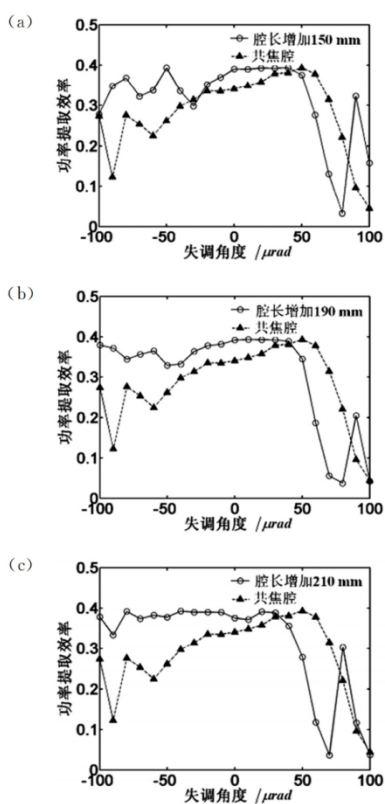


图 7 非共焦腔失调特性
(a)腔长增加 150 mm (b)腔长增加 190 mm
(c)腔长增加 210 mm
Fig. 7 Non-confocal resonator misalignment characteristics

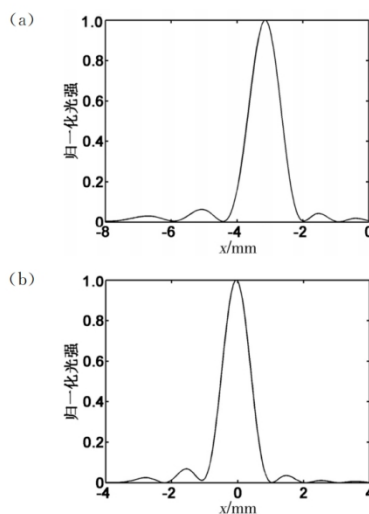


图 8 远场光强分布比较
(a)腔长增加 150 mm (b)共焦腔
Fig. 8 Normalized output beam intensity distribution in far field

以上分析表明采用腔长增加的非共焦腔结构, 在改善谐振腔功率提取效率的同时, 谐振腔的稳定性也显著提升, 同时保持着较为理想的光束质量。

4 结论

正支非稳腔相比负支非稳腔, 谐振腔内部不存在热点, 同时功率提取效率优于负支腔, 因此在固体激光器及放大器中多采用此种结构。本文采用 Fox-Li 算法研究了非共焦正支非稳腔的特性。具体结论如下:

(1) 当腔长增加超过 150 mm 功率提取效率会明显增加。当腔长减小时, 谐振腔中增益介质长度也会减少, 功率会下降, 而且此时提取效率呈下降趋势, 不适合激光器的稳定高效运行。

(2) 当腔长增加值在 150 mm 到 210 mm 的区

间内时,非共谐振腔功率提取效率提升的同时,光束特性没有发生明显变化。

(3)本文对腔长增加时非共焦腔的失调特性进行了分析,非共焦腔的稳定性均高于共焦腔。当腔长增加 150 mm,190 mm,210 mm 时非共焦腔的稳定性分别提高了 12.3%,12.4%,10.92%。且输出光束的光束质量和光束远场分布维持稳定。

参考文献

- [1] DU K, WU N, XU J, et al. Partially end-pumped Nd:YAG slab laser with a hybrid resonator[J]. Optics letters, 1998, 23(5): 370-372.
- [2] LI GEN, HUANG CHUYUN, TANG XIAHUI. Numerical research on the output beam quality of kW RF-excited slab CO₂ Laser [J]. Applied Laser, 2015(6): 713-717. 李根, 黄楚云, 唐霞辉. 千瓦级射频板条 CO₂ 激光器输出光束质量的数值研究[J]. 应用激光, 2015(6): 713-717.
- [3] HODGSON R N, WEBER I H. Laser resonators and beam propagation[M]. Springer New York, 2005.
- [4] LIN H, LI J, LIANG X. 105 W, < 10 ps, TEM₀₀ laser output based on an ir-band pumped Nd:YVO₄ Innoslab amplifier[J]. Optics Letters, 2012, 37(13): 2634-2636.
- [5] WANG WEI, TANG XIAHUI, QIN YINGXIONG, et al. Influence of resonator mirror surfaces on output mode of radio frequency slab CO₂ Lasers[J]. Chinese Journal of Lasers, 2016(4): 21-27. 王伟, 唐霞辉, 秦应雄, 等. 腔镜面对射频板条 CO₂ 激光器输出模式的影响[J]. 中国激光, 2016(4): 21-27.
- [6] ZHAO Z, PAN S, XIANG Z, et al. Influences of spherical aberration on resonator's stable zones and fundamental mode output power scaling of solid state laser oscillators [J]. Optics Express, 2012, 20(10): 10605-10616.
- [7] LAPUCCI A, CIOFINI M. Numerical analysis of non-confocal configurations of a hybrid stable-unstable resonator [M]. Optics Communications, 2011, 284 (4): 999-1003.
- [8] YASUI K, TAKENAKA Y. Advantages of negative-branch compared with positive-branch one-dimensional unstable resonators [J]. Applied Optics, 2001, 40 (21): 3547-3551.
- [9] WANG D, QIN Y, TANG X, et al. Eigenvector method for unstable resonator simulations [J]. Optics Communications, 2012, 285(10): 2682-2687.
- [10] RIGROD W W. Saturation Effects in High-Gain Lasers [M]. Journal of Applied Physics, 1965, 36 (8): 2487-2490.

12. 轧辊光纤激光毛化系统

轧辊光纤激光毛化系统

杨 晟, 范有雄

(武汉软件工程职业学院 电子工程学院, 武汉 430205)

摘 要:介绍了激光毛化技术的工作原理和应用状况,设计了基于 PLC 的轧辊光纤激光毛化系统,利用 PLC 产生信号控制光纤激光器,通过设置不同的毛化工艺参数,在轧辊表面得到任意的毛化点形貌及毛化点的有序、无序排列,该系统毛化效率和毛化效果达到电火花毛化技术水平。

关键词:轧辊;激光毛化;无序毛化;光纤激光

中图分类号:TN 248.1 文献标识码:A DOI 编码:10.14016/j.cnki.jgzz.2015.08.087

Roller Surface Fiber Laser Texturing System

YANG Sheng, FAN You-xiong

(College of electronic engineering, Wuhan Vocational College of Software and Engineering, Wuhan 430205, China)

Abstract: The working principle and application of laser texturing technology have been introduced in this paper, designed a fiber laser roller surface texturing system based on PLC system. USE PLC signal control the fiber laser. By setting different texturing processing parameters, we get sample with ordered and disordered arrangement on the roller surface. The efficiency and quality of this system reach the level of electrical discharge texturing

Key words: Roller surface; Texturing; Disordered texturing; Fiber laser

具有特殊表面形貌的毛化冷轧薄钢板在制造业中有着广泛的应用,特别是在汽车和家电产业中。毛化冷轧薄钢板是由表面经毛化处理的轧辊轧制而成的,经过毛化的轧辊轧制出的钢板,深冲性能和表面涂装性能大大提高^[1]。

激光毛化技术作为近二十多年兴起的毛化技术,和传统喷丸毛化和电火花毛化技术相比,激光毛化技术可以获得最好的毛化效果且能提高轧辊寿命。但目前最主要的两种激光毛化技术:YAG 固体激光毛化和 CO₂ 气体激光毛化,均存在着加工效率偏低,不易实现无序毛化的问题,限制了激光毛化技术在主流冶金行业的应用^[2]。

针对现有激光毛化系统的不足,设计了基于光纤激光器的激光毛化系统,光纤激光器最大调制频率可达 50 KHz,能满足加工效率的要求,同时易于控制,系统利用 PLC 产生信号控制光纤激光器,可在轧辊表面得到任意的毛化点形貌及毛化点的有序、无序排列,

PLC 编程可根据要求设置不同的毛化工艺参数^[3]。

1 激光毛化原理

激光毛化技术采用高能量脉冲激光束聚焦照射于轧辊表面,使激光聚焦处的轧辊表面加热、熔化并部分汽化,气体膨胀形成的压力作用于熔池内的熔化金属,使熔池金属向四周堆起,同时在中间产生凹坑,当脉冲停止时凹坑周围堆起的熔化物冷却凝固形成微小的凸台,形成轧辊表面的毛化点,如图 1 所示^[4]。

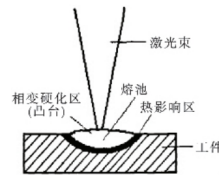


图 1 激光毛化原理

激光毛化轧辊时,轧辊围绕自身中心轴线匀速旋转,激光加工头沿轧辊的母线做轴向均匀移动,脉冲激光经光路传输聚焦到轧辊表面,激光在轧辊表面逐点毛化后形成有序或无序排列的一系列毛化点,如图 2 所示^[5]。

收稿日期:2015-05-21

基金项目:湖北省教育厅科学计划研究项目(编号 B2014213)。

作者简介:杨晟(1971-),男,副教授,高级工程师,主要从事激光加工设备系统的研究。E-mail:yangsheng7580@126.com。

<http://www.laserjournal.cn>

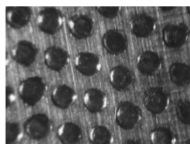


图2 轧辊激光毛化表面形貌

激光毛化后,轧辊表面获得一定的粗糙度,在冷轧过程中,冷轧薄钢板经毛化辊平整后,轧辊表面的毛化点形貌和粗糙度转印到钢板表面,从而使钢板表面具有一定的粗糙度,满足了其工艺性能要求。

通过调节激光毛化工艺参数,如激光功率、脉冲频率、脉冲波形、辅助气体种类、方向和流量以及轧辊旋转速度等,可精确控制轧辊表面的毛化坑型(毛化点形貌)及分布(毛化点排列)。控制毛化工艺可形成如图3所示的4种毛化坑形。

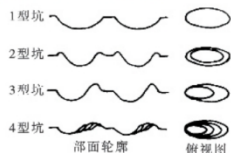


图3 激光毛化坑形

不同的毛化坑型(毛化点形貌)及分布(毛化点排列)对应不同的粗糙度,对毛化点形貌及毛化点排列的自由控制是激光毛化系统设计时重要考虑的方面^[6]。

2 系统构成

与YAG固体激光器和CO₂气体激光器相比,光纤激光器具有电光转换效率高,光束质量好,调制频率可达50 KHz,激光器运行稳定,激光器易于控制等很多优点,可直接用方波信号将连续激光调制成脉冲激光。

系统采用了最大输出功率500W的光纤激光器,数控轧辊机床作为激光毛化机床,选择PLC作为信号发生器产生有序、无序的信号控制光纤激光器,系统还包括激光器冷水机组、光路传输系统、吹气系统等,系统整体结构如图4所示。

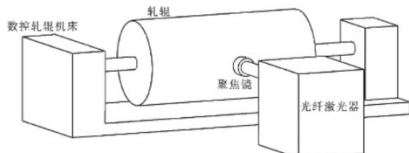


图4 轧辊光纤激光毛化系统

光纤激光器选用国产锐科RFL-C500,额定输出功率500W,输出激光波长1080nm,有利于金属材料吸收,输出功率不稳定性 $\leq \pm 3\%$,光束质量(M^2) < 1.3 ,激光毛化时光纤激光器工作在调制工作模式,即脉冲激光输出^[7]。

3 无序毛化程序设计

激光毛化有有序和无序两种,有序毛化在轧辊表面得到的毛化点形貌一致,排列均匀,技术上容易实现,如图2所示。程序设计上PLC输出的脉冲信号具有固定的占空比和频率,光纤激光器受PLC输出的脉冲信号调制输出的脉冲激光能量和频率固定,可以满足普通用户的需求。

一些高端用户需要达到电火花技术无序毛化的效果,程序设计上利用PLC编程产生无序信号控制光纤激光器,将输出的连续激光调制成占空比不等,频率不等的无序激光脉冲,这样轧辊表面毛化点形貌、毛化点排列都是随机的,轧辊表面可以得到绒状粗糙表面的毛化效果,如图5所示。

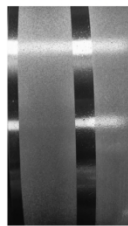


图5 轧辊表面激光无序毛化形貌

本系统无序毛化程序设计通过递增或递减改变PLC输出脉冲信号的频率来实现无序的毛化点排列,将PLC输出脉冲以20 KHz作为中心频率,频率浮动范围 $\pm 15\%$,即频率变化范围大约从5 KHz到33.33 KHz变化。如图6所示,D20代表最小周期,D22代表最大周期,MOV K3 D20指令表示最小周期30 μs ,对应频率33.33 KHz,MOV K20 D22指令表示最大周期200 μs ,对应频率5 KHz。

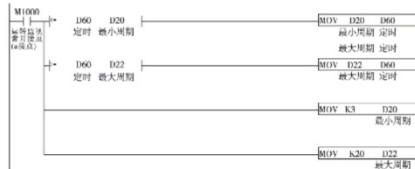


图6 周期变化范围设置

<http://www.laserjournal.cn>

固定频率下,不同的占空比对应不同的脉冲宽度,改变激光脉冲宽度即改变了激光脉冲能量,即改变了毛化点形貌。

本系统程序中通过递增或递减改变 PLC 输出脉冲信号的占空比来改变激光脉冲宽度,得到无序的毛化点形貌,将 PLC 输出脉冲信号的占空比以 50% 作为中心,浮动范围±40%,即占空比变化范围从 10% 到 90% 递增或递减变化。如图 7 所示,D30 代表最小占空比,D32 代表最大占空比。

MOV K10 D30 指令表示最小占空比 10% ;

MOV K90 D32 指令表示最大占空比 90% ;

DO 是计算后的脉冲宽度: $DO = D10 (\text{周期}) \times D34 (\text{占空比}) / 100$;

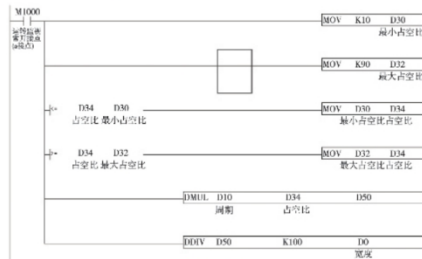


图 7 占空比变化范围设置

在设置的周期变化范围和占空比变化范围内,每经过一个扫描周期,占空比和周期分别+1 或-1 个单位,依次变化,如图 8 所示。

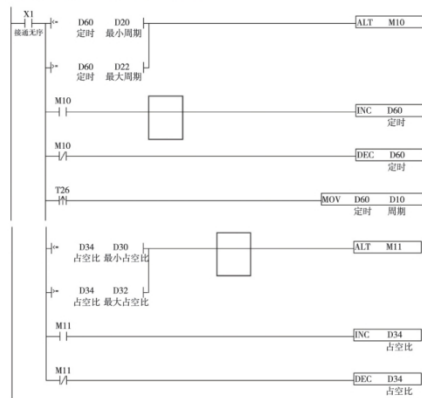


图 8 周期与占空比交替变化程序流程

4 光纤激光毛化工艺

影响激光毛化工艺的参数主要有:激光功率、频

率、激光脉宽、激光加工离焦量、毛化点密度、气体种类、气体方向、气体压力、侧吹气体角度等参数^[8]。

反映在轧辊表面主要以:轧辊表面粗糙度、毛化辊点密度、毛化微小坑直径、毛化微小坑凸台硬度等指标来反映。

光纤激光器光束质量好,毛化点直径小,毛化辊点密度可以达到 10×10 毛化点/ mm^2 ,高毛化点密度可获得更好的毛化辊质量。

实际加工时激光功率变化范围:50 W 至 450 W,频率变化范围:5 KHz 至 33.33 KHz,毛化加工侧吹氮气,气压 0.4 MPa,侧吹气体方向与激光作用点切平面的夹角 45° ,毛化表面光亮。表面粗糙度: $0.3 \mu\text{m}$ 至 $8 \mu\text{m}$ 、微小坑直径: $120 \mu\text{m}$ 至 $250 \mu\text{m}$ 、微小坑凸台硬度: $HV \geq 800$,对于国内常见的 $\Phi 600 \text{ mm} \times 1800 \text{ mm}$ 轧辊,毛化辊点密度 6×6 点/ 毫米^2 ,车床转速 150 r/min,激光毛化需时间 35 分钟,能满足企业大规模生产要求。

5 结论

轧辊光纤激光毛化系统毛化效率和毛化效果达到电火花毛化技术水平,其价格远远低于电火花毛化系统,且运行费用低,该系统还具有激光器免维护、寿命长、操作简单、运行费用低等特点,代表当前轧辊毛化最先进的技术,具有良好的发展前景。

参考文献

- [1] 张瑞华,韩帅,等. 轧辊表面光纤激光毛化工艺研究 [J]. 电焊机,2012,42 (2) :66-69.
- [2] 蔡珍,韩斌,等. 轧辊表面激光毛化技术的进展 [J]. 热加工工艺,2014,43 (13) :4-7.
- [3] 张瑞华,张为山,李宝磊,等. 光纤激光无序毛化 [J]. 应用激光,2012,32 (2) :100-103.
- [4] 赖鹏,张庆茂. 激光毛化技术的评述及展望 [J]. 激光与光电子学进展,2009,4:53-59.
- [5] 雷泽红. 轧辊激光毛化技术的应用及发展 [J]. 应用激光,2013,33 (3) :563-566.
- [6] 钟如涛,王玉涛,等. 轧辊表面激光毛化技术及装备 [J]. 激光杂志,2010,31 (6) :54-56.
- [7] 张瑞华,李宝磊,韩帅,等. 光纤激光毛化机器人系统 [J]. 应用激光,2012,32 (1) :31-35.
- [8] 张瑞华,梁海蛟,李宝磊,等. 光纤激光轧辊毛化工艺参数研究 [J]. 应用激光,2012,32 (2) :104-107.

13.Mg 掺杂对 ZnO 基体声波谐振器性能的影响

2020 年
第 9 期

仪表技术与传感器
Instrument Technique and Sensor

2020
No.9

Mg 掺杂对 ZnO 基体声波谐振器性能的影响

桂丹^{1,2}, 郑丹^{1,3}, 何琼¹

(1. 武汉软件工程职业学院电子工程学院, 湖北武汉 430205; 2. 华中科技大学电子科学与技术专业, 湖北武汉 430074;
3. 湖北大学物电学院, 湖北武汉 430062)

摘要:文中利用 Mg 掺杂 ZnO 压电膜制备了薄膜体声波谐振器, 在较低浓度 Mg 掺杂时, 器件机电耦合系数有微弱增大; 当掺杂浓度过高时, 机电耦合系数呈下降趋势。当掺杂 Mg 元素质量分数为 2.23% 时, 器件在 20~100 °C 内的温度频率系数为 -26.0 ppm/°C, 比之前纯 ZnO 基薄膜体声波谐振器的温度频率系数值 -69.5 ppm/°C 下降了很多。

关键词: 薄膜体声波谐振器; 温度频率系数; 传感器; 机电耦合系数

中图分类号: TN44 文献标识码: A 文章编号: 1002-1841(2020)09-0023-04

Influence of Mg Doped ZnO Films on Bulk Acoustic Resonator Characteristics

GUI Dan^{1,2}, ZHENG Dan^{1,3}, HE Qiong¹

(1. Faculty of Electronic and Engineering, Wuhan Vocational College of Software Engineering, Wuhan 430205, China;
2. Electronic Science and Technology, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China;
3. Faculty of Physics & Electronic Technology, Hubei University, Wuhan 430062, China)

Abstract: Mg doped ZnO piezoelectric film was used to prepare thin film bulk acoustic resonator. When the doping concentration is quite lower, the electromechanical coupling factor is weak increase. When the doping concentration is too high, the electro mechanical drops. When the mass fraction of Mg is 2.23%, the temperature coefficient of frequency (TCF) of the device is -26.0 ppm/°C in the ranging of 20~100 °C, which is greatly lower than the value -69.5 ppm/°C of the pure ZnO based FBAR.

Keywords: thin film bulk acoustic resonator; temperature coefficient of frequency; sensor; electromechanical coupling factor

0 引言

在掺杂体声波传感器领域, 有关研究还非常有限。2007 年, E. K. Kim 等, 研究了退火温度对锂掺杂体声波传感器性能的影响^[1]。W. Water 等对钙掺杂和镁掺杂 ZnO 薄膜压电性能、传感器性能进行了研究^[2-3]。

为了对薄膜体声波谐振器(thin film bulk acoustic resonator, FBAR)进行温度补偿, 学者们采用了多种尝试, 如在 FBAR 制作中增加具有正温度系数的 SiO₂ (TCF 约为 +85 ppm/°C) 材料(1 ppm = 10⁻⁶), 通过与负温度系数压电材料结合减小温度漂移, 但是增加 SiO₂ 层对器件品质因素产生较大影响^[4]; 或者在 FBAR 上串连接入一个悬臂电容, 温度变化引起电容值产生变化达到温度补偿的目的^[5], 但是这种方法需要通过微加工来实现, 使 FBAR 工艺更加复杂, 性能可靠性降低。掺杂是改变材料性能的常用手段, 本文尝试通过掺入 Mg 金属调节 ZnO 压电膜的 TCF 系数, 研

究掺杂对其他参数的影响。

1 FBAR 的温度频率系数

理想 FBAR 由三明治压电堆栈结构所组成, 施加在上下电极的交变电压通过逆压电效应使压电膜产生机械形变, 在薄膜内激励出体声波, 体声波在压电堆栈内来回反射, 形成驻波振荡。当体声波在压电薄膜中传播路径是半波长的奇数倍时, 体声波在两电极间产生谐振。此时振幅最大, 对应的频率为器件谐振频率, 产生的基频是压电薄膜厚度的两倍^[6], 即:

$$f = \frac{v_a}{2t} \quad (1)$$

式中: t 为压电膜厚度; v_a 为声波在压电膜中传输速度。

v_a 可表示为

$$v_a = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (2)$$

式中: E 为杨氏模量; ρ 为压电材料密度。

在一定温度范围内, 杨氏模量 E 比密度 ρ 变化更

收稿日期: 2019-06-14

加显著。当温度升高时,杨氏模量随温度升高而减小,从而引起谐振频率的减小,这是FBAR传感器频率随温度变化的原因。

为了描述FBAR谐振频率随温度变化的大小,提出温度频率系数TCF的概念,即^[7]:

$$TCF = \frac{1}{f_0} \frac{\Delta f}{\Delta T} 10^6 \quad (3)$$

式中 f_0 为FBAR在初始温度时的谐振频率值。

根据前面分析可知温度升高频率减小,式(3)中 Δf 为负值,因此FBAR的TCF为负数,单位为ppm/°C。

2 Mg掺杂ZnO压电薄膜的制备

实验中Mg掺杂ZnO压电膜以制备了钛钨电极的硅作为衬底材料。实验中制备了ZnO、Mg、ZnO、Mg、ZnO、Mg、ZnO交替溅射的七层膜,采用ZnO陶瓷靶(纯度>99.99%)、Mg金属靶(纯度>99.99%)作为靶材,直径均为60mm。为了防止镁原子与氧气反应,腔室内保持较低的真空度,本底真空 $<2 \times 10^{-4}$ Pa。溅射前,在Ar气体下预溅10min以除去靶面的杂质。其他工艺如表1所示,通过镁靶溅射时间来控制掺杂量。

表1 不同层材料溅射参数

层数	薄膜类型	功率/W	直流/射频	气压/Pa	衬底温度/°C	溅射时间	溅射气体
1,3,5,7	ZnO	150	射频	1	300	6 min	Ar
2,4,6	Mg	30	直流	0.5	25	10,15,20 s	Ar

3 Mg掺杂ZnO压电膜的表面表征

图1是不同浓度镁掺杂ZnO薄膜的SEM图。在低浓度镁掺杂时,薄膜表面颗粒基本均匀一致。随着镁掺杂浓度的增大,ZnO颗粒逐渐增大,说明镁掺杂有利于ZnO颗粒的生长。

利用X射线能谱仪对不同镁掺杂ZnO薄膜进行了元素分析,如图2所示。在3个样品中都出现了Si和Pt元素,Si是由衬底引起,而Pt元素是SEM测量前喷Pt改变样品导电性。通过3个样品EDS定量分析,可以确定各个元素的质量百分比,从而算出元素的原子个数比。在图2(b)中,可以算出Zn、Mg、O的原子个数比为1:0.15:1.15,Zn、Mg原子个数之和与O原子个数之比为1:1。图1(c)、(d)中,Zn、Mg原子个数之和与O原子个数之比也接近于1:1。因此,Mg掺杂样品可以标识为 $Zn_{1-x}Mg_xO$,即所制备的为三元化合物。

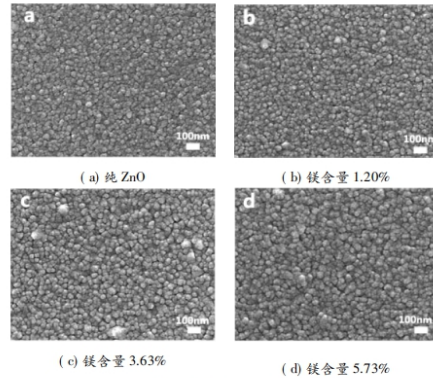


图1 不同镁掺杂浓度ZnO薄膜表面SEM

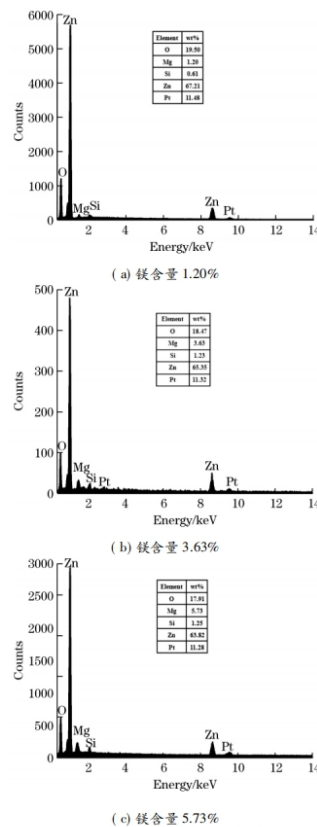


图2 不同镁掺杂ZnO薄膜的SEM-EDS图谱

4 Mg 掺杂 ZnO 基 FBAR 器件性能

4.1 Mg 掺杂 ZnO 基 FBAR 器件的 S_{11} 曲线

利用网络分析仪、射频探针台在室温下测量不同镁掺杂压电膜所制备的器件回波损耗曲线,图 3 是 $Zn_{1-x}Mg_xO$ 基 FBAR 的 S_{11} 曲线。根据 S_{11} 曲线可以读出不同掺杂量制备器件的频率和损耗值,结合压电膜厚度大小,可以根据式 (1) 计算声波速度值,所得结果如表 2 所示。

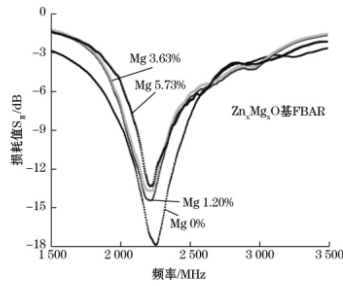


图 3 不同镁掺杂 ZnO 基 FBAR 的 S_{11} 曲线图

表 2 不同镁掺杂 ZnO 基 FBAR 的声速大小

Mg/%	f_0 /MHz	S_{11} /dB	膜厚度/ μm	声波速度 $V/(m \cdot s^{-1})$
0	2 245.77	-17.86	1.12	5 030
1.20	2 206.53	-14.51	1.15	5 075
3.63	2 212.34	-13.72	1.17	5 176
5.73	2 216.70	-13.20	1.16	5 143

从表 2 可以看到,随着镁掺杂量的增大,声波速度先增大后减小。这与 Y. Chen 等利用一般声学传输线模型模拟镁掺杂浓度为 2%,声波速度增大 7% 结果相似^[8]。本实验中,当掺杂量为 3.63% 时,声波速度增加 3%。所计算的声波速率均小于 ZnO 理论速率值 6 350 m/s,原因是在薄膜中传输速度和块材中有区别。另外,声波在传输过程中能量有一定损耗,因此实验值低于理论值。

4.2 Mg 掺杂 ZnO 基 FBAR 的温度系数

为了测量器件的 TCF,需要在精确控制 FBAR 温度条件下测试器件性能参数。实验采用 E5071C 型网络分析仪和 PE-4 型射频探针台,探针台通过温度软件控制,温度范围为室温到 300 °C。考虑到 FBAR 实际温度与温控加热台温度有一定偏差,实验中外接一个热电偶温度计来监控 FBAR 的温度。

为了考察纯 ZnO 压电膜 FBAR 的 TCF 大小,实验中对同一器件在 20~200 °C 范围内频率漂移进行了测

试,每隔 10 °C 记录一次网络分析仪数据。样品在室温(20 °C)时谐振频率为 2 245.75 MHz,绘制器件在 20~200 °C 温度范围内的频率曲线如图 4 所示。由图 4 可以看出,FBAR 的频率与温度之间存在线性关系。通过线性拟合后,可以看到在 20~110 °C 和 120~200 °C 范围内满足频率与温度变化分别符合式 (4) 和式 (5):

$$f_b = 2\,248.94 - 0.156\,3T_b \quad (4)$$

$$f_d = 2\,240.505 - 0.084\,2T_d \quad (5)$$

可以算出纯 ZnO 基 FBAR 在 20~110 °C 和 120~200 °C 内的温度频率系数 TCF 分别高达 -69.5 ppm/°C 和 -37.7 ppm/°C。

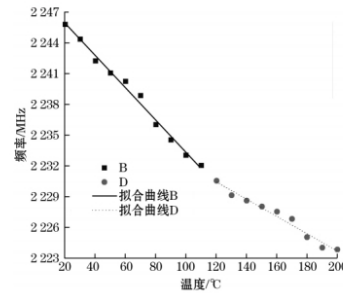


图 4 未掺杂 ZnO 基 FBAR 温度频率曲线

对于 FBAR 传感器,器件基频随温度漂移将会直接影响测量结果的准确性。为此,探索不同镁掺杂 ZnO 基 FBAR 在 37 °C (人体体温)附近的 TCF。为了使测量结果更加准确,增加了其他浓度镁掺杂 ZnO 基 FBAR 的样品,并且对每个样品在恒温下进行了 10 次重复测量。不同掺杂浓度的样品 TCF 曲线如图 5 所示。

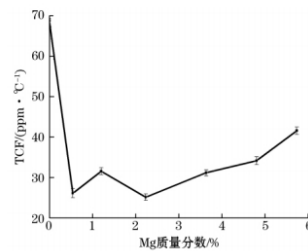


图 5 ZnO 基 FBAR 的 TCF 与 Mg 掺杂浓度关系

可以看到,随着镁元素掺入到氧化锌薄膜中,器件的 TCF 均有下降。当掺杂 Mg 元素质量分数为 2.23% 时,TCF 最小值为 -26.0 ppm/°C。在 W. Water

对 Mg 掺杂氧化锌薄膜压电性能的研究中,曾指出低浓度 Mg 掺杂有利于提高 ZnO 薄膜的结晶性,降低 ZnO 压电膜的 TCF 系数^[2]。

4.3 Mg 掺杂 ZnO 基 FBAR 的机电耦合系数

机电耦合系数(K_t^2)定义为^[6]

$$K_t^2 = \frac{\pi^2(f_p - f_s)}{4f_p} \times 100\% \quad (6)$$

式中: f_s 和 f_p 分别是器件的串联和并联谐振频率。

将上述样品在固定温度下测试器件谐振频率并计算出机电耦合系数,得到器件的机电耦合系数与掺杂浓度关系图,如图 6 所示。

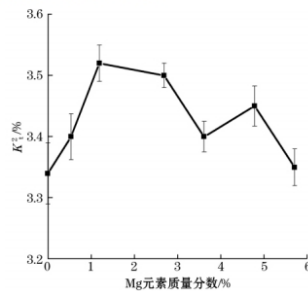


图 6 ZnO 基 FBAR 的机电耦合系数与 Mg 掺杂浓度关系

由图 6 可看出,在较低 Mg 掺杂浓度下,器件机电耦合系数有微弱的增大,当掺杂浓度进一步加大时,机电耦合系数呈下降趋势。MgO 是一种非压电材料,有报道研究表明当 Mg 掺杂摩尔分数大于 10% 时,将会降低掺杂后 ZnO 压电膜的机电耦合系数^[2,9]。通过 SEM 可以看到,在较低 Mg 掺杂条件下,Mg 掺杂使 ZnO 晶粒尺寸增大,晶界缺陷减少,压电膜的晶粒更加均匀,结晶性增强,因此器件的机电耦合系数略微增大。这与文献研究 ZnO 薄膜压电响应的一般规律相符合,即当掺杂元素离子半径小于 Zn^{2+} 离子半径,掺杂引起 ZnO 薄膜出现铁电自发极化,相对介电常数也增大,最终增大压电薄膜的压电响应^[10]。

5 结论

用 SEM、EDS 等测试对制备的 Mg 掺杂 ZnO 压电膜进行了表征,随着镁掺杂浓度的增大,ZnO 颗粒逐渐增大,说明镁掺杂有利于 ZnO 颗粒的生长。利用 Mg 掺杂 ZnO 压电膜制备了 FBAR 器件,在较低 Mg 掺

杂时,器件机电耦合系数有微弱的增大,当掺杂浓度过高时,机电耦合系数呈下降趋势。当掺杂 Mg 元素质量分数为 2.23% 时,器件在 20~100 °C 内的温度频率系数 TCF 为 -26.0 ppm/°C,比之前纯 ZnO 基 FBAR 的 TCF 值 -69.5 ppm/°C 显著下降。

参考文献:

- [1] KIM E K, KIM Y S. The effect on the annealing temperature of Li doped ZnO thin film for a film bulk acoustic resonator [J]. *Superlattices and Microstructures*, 2007, 42 (1): 343-347.
- [2] WATER W, YANG Y S. The influence of calcium doped ZnO films on Love wave sensor characteristics [J]. *Sensors and Actuators A: Physical*, 2006, 127(2): 360-365.
- [3] WATER W, YANG Y S, MEEN T H. Effect of magnesium doping on the structural and piezoelectric properties of sputtered ZnO thin film [J]. *Sensors and Actuators A: Physical*, 2008, 144(1): 105-108.
- [4] VANHELMONT F, PHILIPPE P, JANSMAN A B M, et al. 4D-3 A 2 GHz reference oscillator incorporating a temperature compensated BAW Resonator [C]. *IEEE Ultrasonics Symposium*, 2006: 333-336.
- [5] PANG W, YU H, ZHANG H, et al. Temperature-compensated film bulk acoustic resonator above 2 GHz [J]. *IEEE Electron Device Letters*, 2005, 26(6): 369-371.
- [6] 张亚非, 陈达. 薄膜体声波谐振器的原理、设计与应用 [M]. 上海: 上海交通大学出版社, 2011.
- [7] HE X L, GARCIA-GANCEDO L, JIN P C, et al. Film bulk acoustic resonator pressure sensor with self temperature reference [J]. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 2012, 22(12): 1519-1529.
- [8] CHEN Y, REYES P I, DUAN Z, et al. Multifunctional ZnO-based thin-film bulk acoustic resonator for biosensors [J]. *Journal of Electronic Materials*, 2009, 38(8): 1605-1611.
- [9] EMANETOGLU N W, MUTHUKUMAR S, WU P, et al. Mg_{1-x}Zn_xO: a new piezoelectric material [J]. *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, 2003, 50(5): 537-543.
- [10] 潘峰. 声表面波材料与器件 [M]. 北京: 科学出版社, 2012.

作者简介: 桂丹(1982—), 博士, 讲师, 主要从事光电器件研究、集成电路设计。E-mail: guidan@163.com

通讯作者: 郑丹(1980—), 博士, 副教授, 主要从事光电器件材料与器件的研究。E-mail: 25183718@qq.com

14. 基于虚拟仿真的激光加工实训系统的开发与设计

轻工科技

2018年第34卷第9期

LIGHT INDUSTRY SCIENCE AND TECHNOLOGY

Vol.34, No.9, 2018

基于虚拟仿真的激光加工实训系统的开发与设计

黄焰, 肖彬

(武汉软件工程职业学院电子工程学院, 湖北 武汉 430205)

【摘要】 针对高职激光加工技术专业实训设备体积大、投入高、更新快的问题, 基于PostEngineer(PE)平台, 设计一套激光加工仿真模拟实训系统。选取学生应掌握的激光设备拆装、维护、检修等项目作为实训系统主体, 以实际故障分析作为考核要点, 集教、学、做、练、考一体, 可满足大多数激光加工专业对学生实践性操作的教学要求。

【关键词】 激光加工; 虚拟仿真; 实训系统; PostEngineer(PE)

【中图分类号】 TP311

【文献标识码】 A

【文章编号】 2095-3518(2018)09-87-02

激光加工技术为二十世纪末期快速发展起来的应用技术, 广泛应用于工业、医疗、通信等行业, 现如今更是深入到生活的各个领域。在高职专业开设激光加工技术专业, 培养适合企业需求的高素质技术技能型人才是适应社会发展需要和企业需求的必然。武汉软件工程职业学院自2004年以来开始激光加工技术专业方向, 培养了大批激光加工技术人才, 受到企业的广泛好评。2007年该院在市政府的扶持下, 投入700万元建设激光加工省级实训基地。至2015年底, 陆续又投入1500万元扩建激光加工实训基地, 更新部分设备。虽然投入大量的资金, 但激光加工设备体积大, 更新快, 现有的实训基地仍不能满足激光加工技术专业学生实训所需要的足够的台位数, 且无法让学生在实际操作过程中对激光加工设备进行故障检修及维护。为解决这一问题, 并加快激光加工技术专业在高职、中职的推广力度, 急需设计一套低成本、可操作性强的激光加工实训系统。

1 实训系统的平台介绍

本着与企业合作, 共同推进激光加工技术专业的发展的思想, 学院与武汉天之逸科技有限公司合作开发产学研项目, 着手开发激光加工实训系统。为了增加实训系统的可视化和可操作性, 我们选择了在PostEngineer(PE)平台下进行开发。PE是建立在OpenGL上的虚拟现实平台框架, 采用可扩展的、模块化和开放的架构, 提供了非常全面的应用程序开发接口(API)。PE平台主要由三大核心模块、十大功能模块组成, 核心模块包含显示引擎、求解引擎和流程引擎。显示引擎主要有基于通用开放的OpenGL图形库、基于LOD技术和轻量化技术的大规模图形快速显示。该平台集合了3D绘图的功能, 并在此基础上加强了人机互动的交互式输入。丰富的表现形式, 支持图形、图像、文字、声音、视频、动画等多维信息的集成; 支持各种特效的表现。并且支持用户通过鼠标、键盘以及控制台等各种直观的硬件设备对虚拟设备进行操作, 虚拟装备能够根据用户的操作表现出与实际一致的反馈。同时该平台应用了虚拟装配技术, 能够模

拟各种激光加工设备的装配和调试过程, 设计者交互指定各零部件间的配合约束关系, 确定零部件在激光装配机中的位置, 通过坐标变换将零部件定位到装配定位点。但应用该平台时, 设计者在面向结果的装配建模过程中难以确保产品的可装配性, 仍需通过制作实物样机来验证产品装配建模的结果。

2 实训系统的模型选择及数据库建立

2.1 激光加工机模型选取

针对目前市场使用较为广泛的各种激光加工机的机型进行考察, 考虑到职业院校学生之后的就业企业面向, 选取了几种常见的激光加工机作为数据库的模型。主要选择了激光多功能加工机(含激光焊接及切割功能)、激光焊接机、激光切割机、激光打标机、激光内雕机作为模拟机型。由于激光加工机功能强大, 机型众多, 在选取机型进行模拟建模时采用的是通用性较好的且数据资料相对齐全的几款机型。大多数机型是已经有实物的, 就可以根据图纸或者实物进行测量建模, 保证了模型的真实还原, 学习了该机型的模拟操作, 再进行实物操作也不会有太大的差异。

由于激光加工机的更新换代速度也较快, 在进行机型选择时, 也考虑到通用性的特点, 不单以某一家公司的机型为模型, 考察多家同类机型的产品, 将各种机型可能出现的模型也融入至模拟建模的数据库中, 确保了该实训系统的实用性。

2.2 激光加工机模型数据库建立

根据与企业工程师的探讨, 结合目前激光加工专业这几年的教学经验, 确立了每台激光加工机的模型需采集的数据库资料。从激光加工机外部需采集机型外型(包括激光加工头)、电源系统、控制系统、加工操作平台。内部需采集腔体结构、安装孔分布、电路水路分布、内部控制系统等。另外考虑到要考察学生对各种机型的装配调试和维护, 还需要将各种装配工具的数据模型一同采集。这是一项非常庞大的数据库系统, 采集数据完成后需要输入至PostEngineer(PE)平台进行建模。

【第一作者】 黄焰(1982-), 女, 湖北武汉人, 讲师, 硕士, 研究方向: 光电子技术, 激光加工。

【基金项目】 武汉市属高校产学研项目: 基于PostEngineer(PE)平台的激光加工仿真模拟实训系统开发(课题编号: CXY201418)。

3 实训系统的功能及可操作性

3.1 设置与教学实践紧密结合的实训系统功能

根据教学需求,将实训系统的模块分为仿真加工模块、部件介绍模块、光学调整模块、故障维修模块和编程软件模块、维护保养模块六部分,并针对不同的机型进行适当调整。在每个模块中,又设置了讲解、训练、考核模式,让使用该套实训系统的学生能够有更多的可操作性和实用性。现以激光多功能加工机为例,介绍该实训系统的整体架构。图1为该实训系统的主菜单以及各个部分功能组成。

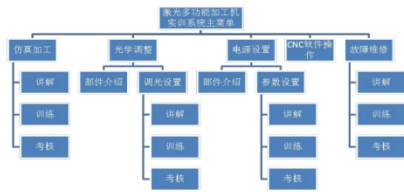


图1 激光多功能加工机实训系统结构框图

3.2 将任务化教学融入实训系统

在实践教学过程中,常常把一个典型的教学案例作为一个实践任务执行。在完成激光加工实训系统时,也采用项目化教学模式,将一个个的典型任务融入到实践操作之中。如电源设置中的参数设置,就设置了参数设置包括开机操作、装载操作、编程操作、计时计数操作、删除操作和关机操作六个子模块,然后针对每个子模块进行分布的讲解、训练、考核。学生可以针对自己所需和不足,快速定位自己需要操作的子模块,从讲解过程中掌握到所有操作要点,从训练过程中掌握到每个子模块中可能的变化性,最后通过考核将所操作过的部分进行检验,融会贯通了解一个子模块任务的各项要求。如图2所示为电源参数设置的操作过程。学生可多次观看讲解过程,并在训练环节内进行操作。最后可通过考核环节进行检验。增加学生可操作性。同时反复操作软件简单易行,避免了学生频繁操作实际设备造成的不必要的问题与设备故障。



图2 电源参数设置过程

3.3 生动的仿真环境可最大程度的模拟实操环境

在设计仿真环境过程中,对照实际的激光加工机进行了等比例的缩放绘制,模拟了实操的真实环境,包括激光加工设备的各功能键位置和按钮开关都一一做出了相应的仿真模拟。而在操作过程中可能用到的工具,如万用表、内六角扳手等,也在做出了仿真模拟,最大程度地还原实操环境。学生经过反复的观看操作讲解过程、多次训练、考核的环节后,对激光加工设备的各种操作过程较为熟悉,即使在实际的工作环境中也能更快上手。后期在相关企业中再操作类似的设备时,也能应对自如。

4 结语

基于PostEngineer(PE)平台的激光加工仿真模拟实训系统的开发,利用虚拟仿真技术,最大程度的模拟了实操现场。交互式的操作过程,对激光加工专业教学以及激光加工企业的员工培训有着较为明显优势。但该实训系统的开发过程需要对实操整机进行详细的尺寸测量和数据库建立,后期将针对大多数企业和学校需要的机型,开发通用型的实训平台。也可考虑针对企业的机型定向开发,这样一套整机出厂也可有一套完整的虚拟仿真系统配套,减少了企业后期维护的成本,也可保证使用者有更好的操作体验。

参考文献

- [1]龙学文. 开放型激光加工实训平台构建的研究[J]. 科技视界, 2016(23): 145.
- [2]冯珊珊. 关于虚拟仿真实训平台建设的探索研究[J]. 无线互联科技, 2016(10): 108-110.
- [3]李全国. 模具专业虚拟仿真实训探讨[J]. 职业教育研究, 2011(9): 171-172.
- [4]李昂. 基于PostEngineer虚拟仿真平台的舰艇导航装备虚拟保障研究[J]. 舰船电子工程, 2016(9): 66-69.
- [5]刘玉海. 基于虚拟现实的装备维修仿真训练系统研究[J]. 计算机仿真, 2002(2): 49-51.

15.基于 MFC 的红外图像处理软件设计

基于 MFC 的红外图像处理软件设计

任婷婷¹ 张泽奎¹ 易超²

(1. 武汉软件工程职业学院 电子工程学院, 湖北 武汉 430205;

2. 烽火通信科技股份有限公司, 湖北 武汉 430205)

摘要: 红外技术作为一种探测、发现和识别目标的手段而广泛应用于军事、民事领域。该红外图像处理软件是在 VC++ 平台上建立的基于 MFC 的単文档程序, 利用面向对象的方法设计了红外图像处理软件。由于红外图像一般具有对比度低、噪声大、边缘模糊等特点, 笔者提出了灰度拉伸变换、直方图均衡化、伪彩色变换等增强算法对图像进行处理, 首先从红外图像处理技术的发展出发, 介绍了软件框架的实现, 着重阐述了该软件应用的红外图像处理算法, 处理效果较好。

关键词: MFC; 灰度变换; 直方图均衡化; 伪彩色变换

中图分类号: TP391.41 **文献标识码:** A **文章编号:** 1003-9767(2019)18-089-03

Design of Infrared Image Processing Software Based on MFC

Ren Tingting¹, Zhang Zekui¹, Yi Chao²

(1. School of Electronic Engineering, Wuhan Vocational College of Software and Engineering, Wuhan Hubei 430205, China;

2. FiberHome Telecommunication Technologies Co., Ltd., Wuhan Hubei 430205, China)

Abstract: Infrared technology is widely used in military and civil fields as a means of detecting, discovering and identifying targets. The infrared image processing software is a single document program based on MFC on the platform of VC++. The infrared image processing software is designed by using object-oriented method. Because infrared image generally has the characteristics of low contrast, high noise and blurred edge, the author puts forward gray stretch transformation, histogram equalization, pseudo-color transformation and other enhancement algorithms to process the image. Firstly, starting from the development of infrared image processing technology, the realization of software framework is introduced, and the software is emphatically expounded. The infrared image processing algorithm applied in the part has a good processing effect.

Key words: MFC; gradation transformation; histogram equalization; pseudo color transformation

0 引言

红外成像具有距离远、抗干扰性强、穿透灰尘和烟雾的能力强、可全天候工作等特点, 已广泛应用于军事和民用领域。红外信号成像通常是暗的, 目标图像和背景对比度低, 边缘模糊, 整个图像噪声复杂^[1]。本文通过设计基于 Visual C++ 的 MFC 単文档程序软件框架, 建立了基于红外图像处理算法的数学模型, 并编写了灰度图像拉伸、直方图均匀化和伪色变换的图像增强算法程序, 调用图像处理功能来实现对 8 位红外图像数据的图像增强显示。

1 软件框架的搭建

该红外图像处理软件在 VC++ 平台上建立基于 MFC 的

単文档程序, 在文档框架中添加图像类实现对图像数据的读取、创建、显示等基本操作, 通过图像处理函数对图像数据进行处理。与设备无关的位图 (DIB) 可以在不同的机器或系统中显示位图及其颜色, 通常用于存储以 BMP 为后缀的位图文件。该软件处理的图片以 BMP 格式的位图显示。BMP 文件含有文件头, 记录了图像的宽度、高度以及文件大小、灰度级大小等一系列信息。BMP 文件中位图的图像数据是以连续行的形式存储的。要显示的图像以相反的顺序存在文件中, 在这种情况下, 文件中读写的第一行是图像的最后

一行, 读写 BMP 文件程序即依此规律编写^[2]。程序中建立一个 DIBAPI 类来处理 DIB 位图, 在其中封装需要的 DIB 数据成员和处理函数。该类的主要功能有显示

作者简介: 任婷婷 (1986—), 女, 湖北武汉人, 硕士研究生, 讲师。研究方向: 光电信号处理。

BMP 位图、更换调色板、创建调色板、返回位图数据指针、返回位图宽度、返回位图高度、返回调色板大小、新建 BMP 位图、保存 BMP 位图和打开 BMP 位图等。

2 图像处理算法

2.1 灰度拉伸变换

灰度拉伸又称为对比度拉伸，是一种分段线性变换函数，使用对比拉伸的主要目的是扩大图像灰度级的动态范围，从而提高图像的对比度。本文使用的灰度拉伸将图像的灰度级分成两段或者多段，分段分别做线性变换。图 1 是三段灰度区间的线性变换图。采用分段线性变换能够依据用户的需求调整灰度拉伸的范围，使用户能够获得更多感兴趣的信息，图像细节更丰富。图中有 $(0, x_1)$ ， (x_1, x_2) ， $(x_2, 255)$ 3 个变换区间，调整 x_1 、 x_2 的值能够灵活获得对比度拉伸^[3]。

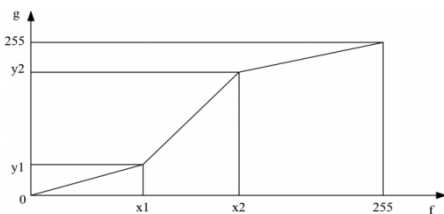


图 1 分段线性变换

通过灰度拉伸变化可以看到，变换后的图片对比度比原图高很多，图像的细节更加丰富。变换效果对比如图 2 所示。

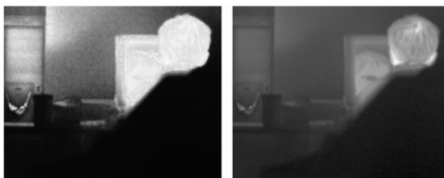


图 2a 原图

图 2b 效果图

图 2 灰度拉伸变换

2.2 直方图均衡化

直方图均衡化能够增宽图像灰度值的动态范围，与对比度拉伸相比，能自适应地调整灰度值的范围，从而达到增强红外图像对比度的目的。它的原理是通过计算图像的灰度直方图，将灰度较为集中的区域扩展到更大的灰度范围，实现图像灰度值的均衡分布，从而增强图像的局部对比度，同时不影响整体对比度。

设原图的灰度级为 L ，在 (a, b) 处的像素灰度值为 m ，变换后的像素灰度值为 n ，则直方图均衡化的变换函数可表示为 $n=Eq(m)$ 。在变换过程中， $Eq(m)$ 应为单调函数，

从而保证均衡化后的图像灰度值与原图排列次序一致，变换后的图像灰度级依然保持从黑到白的排列顺序；另外， m 和 n 的取值范围均为 $[0, L]$ ，保证不影响图像的整体对比度^[3]。通过直方图均衡化，可以发现处理后的图片灰度分布更加均匀，所得到的图片的细节信息更多。效果对比图如图 3 所示。

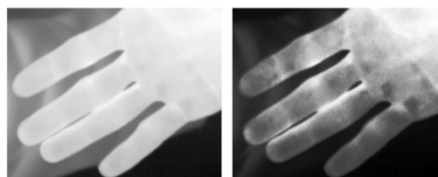


图 3a 原图

图 3b 效果图

图 3 直方图均衡化

2.3 伪彩色变换

伪彩色变换的目的是将 8 位红外灰度图像转换成彩色图像，使图像的细节更容易分辨，更适应人眼观察，其方法是找到灰度值与彩色值之间的一一对应关系。

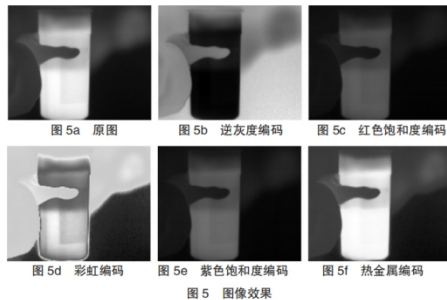
本文采用伪彩色编码表的方式，将黑白图像的 256 个灰度级转化伪彩色图像。编程时采用替换调色板的方法，通过调用函数 `ReplaceColorPal()` 来替换当前的调色板，实现伪彩色。

伪彩色变换函数有很多种类，能适用于不同的场合，本文使用的伪彩色调色板有 12 种。在程序实现时，在头文件 `ColorTable.h` 中定义了 12 个伪彩色编码表，每个编码表为一个 256 色的二维数组，不同的灰度值通过查表的方式一一对应到一种彩色值，替换原图使用的调色板。伪彩色编码选择对话框如图 4 所示。



图 4 伪彩色编码对话框

通过伪彩色编码处理后，图像效果如下图 5 所示。通过对比和分析，由于使用的是红外图像，红外图像主要表征的是物体表面的温度信息，而热金属编码亮暗明显，符合人眼的高温暖色、低温冷色的视觉习惯，所以通常使用热金属编码对红外图像进行伪彩色变换。



3 结语

本文设计编写了一个基于 MFC 的红外图像处理软件。

(上接第 88 页)

护工作。但是如果在线讨论人数比较多,因硬件配置不高及软件自身因素影响,会使聊天信息比较滞后,难以实现实时聊天;假若提高系统配置,一定程度上又会增加教学成本。目前,出现了一种好的选择,即应用百度“云推送”服务,直接利用百度提供的免费服务器,通过测试后,即可实现实时讨论。

课堂讨论模式,可以通过“云推送”服务器提供的 REST API,通过百度服务器实现中转,再发送 Http 请求形式,将信息推送给指定用户,点开 LBS 精确推送,就可为指定地理位置的学生推送所需信息。

3.5 课堂练习模块

一般情况下,任何一种计算机类教学辅助软件,都要设置相应的练习题,检测学生的实际学习效果,同时还要具备练习题评判或评价学生自主学习的效果。而课堂练习模式就是基于这种要求而设计的,例如利用顶部工具条,能够快速进入第一道题、最后一题、上一题或下一题,该模块能够简单地批改学生的作业,学生完成作业后,可点击提交按钮提交作业并查询练习答案。此模块对学生巩固学习效果是很有帮助的。

4 结语

随着时代的进步和现代信息技术的不断提高,以 Android

该软件使用了 MFC 单文档视图,采用面向对象的编程方法,新建了 DIBAPI 图像类来处理图像的新建、读取和显示。通过建立灰度拉伸、直方图均衡化、伪彩色变换数学模型,编写对应的函数对原红外图像的灰度数据进行处理,写入新的图像并刷新视图完成显示,实现图像的视觉增强。

参考文献

- [1] 杨尚勤,宁慧君.一种基于 Curvelet 变换的红外图像去噪方法[J].计算机工程与应用,2011,47(32):191.
- [2] 张晓冬.红外测温系统输出信息处理软件的设计[D].长春:吉林大学,2007:3-5.
- [3] 杨淑莹.VC++ 图像处理程序设计[M].北京:清华大学出版社,2003:102-135.

参考文献

- [1] 张济先.基于 Android 移动学习平台的设计与实现[J].现代工业经济和信化,2019,9(3):38-39.
- [2] 罗国涛,陈浩,刘静玲,等.基于 JavaEE 和 Android 的移动学习平台系统的设计与实现[J].内蒙古师范大学学报:自然科学汉文版,2019,48(1):75-81.
- [3] 焦春霞,刘奇付.基于 Android 的移动学习系统的设计与实现[J].电脑知识与技术,2019,15(1):80-81.
- [4] 周淑君.基于 Android 系统的移动学习平台设计与实现[J].开封教育学院学报,2018,38(11):108-109.
- [5] 万里勇.基于 Android 的移动学习平台设计与实现[J].江西通信科技,2018(2):14-18.
- [6] 纪娟,李华,王洪海,龚艺.一体化移动学习 APP 的设计与实现[J].安徽电子信息职业技术学院学报,2017,16(4):27-32.