

# 基于双光栅的超窄线宽光谱滤波技术

许放<sup>1,2</sup>, 颜宏<sup>1</sup>, 张永红<sup>1</sup>, 万敏<sup>1</sup>

<sup>1</sup>中国工程物理研究院应用电子学研究所, 四川 绵阳 621900;

<sup>2</sup>中国工程物理研究院研究生院, 北京 100088

**摘要** 基于双多层介质膜衍射(MLD)光栅的超窄带光谱滤波系统可以获得普通窄带滤光片无法实现的亚纳米级超窄光谱滤波宽度,利用该系统有望极大地提高激光回光探测系统的信噪比和抗干扰能力。设计了一套基于双MLD色散补偿光栅的超窄带光谱滤波系统,使用CODE V软件对系统像差进行理论仿真,发现系统像差可忽略不计;使用Matlab软件对系统的滤波线宽和有效能量透过率进行理论仿真,为解决实际滤波问题时,根据实际需求选择最优系统结构参数提供了较完整的理论基础。最后,在实验室采用国产多层介质膜光栅,在1064 nm中心波段,成功将光谱半峰全宽(FWHM)为0.3 nm的入射激光转换为光谱FWHM为0.03 nm的出射激光。

**关键词** 光谱学; 光谱滤波; 窄线宽; 双光栅; 无像差

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.0811003

## Ultra-Narrow Linewidth Spectral Filtering Technology Based on Double Gratings

Xu Fang<sup>1,2</sup>, Yan Hong<sup>1</sup>, Zhang Yonghong<sup>1</sup>, Wan Min<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute of Applied Electronics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China;

<sup>2</sup>Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China

**Abstract** The ultra-narrow band spectrum filtering system based on double multi-layer dielectric (MLD) coating diffraction gratings can achieve the sub-nanometer scale ultra-narrow spectral filter width that cannot be realized by common narrow band filter. Using this system may greatly improve the signal-to-noise ratio and anti-jamming ability of laser light echo detection system. An ultra-narrow band spectral filter system based on dual MLD dispersion compensation gratings is designed, and theoretical simulation of the system aberration is made using CODE V software. The result shows that the system aberration can be ignored. Also, theoretical simulation of the filtering linewidth and effective energy transmittance of the system is made by Matlab software, which provides a relatively complete theoretical basis for choosing the optimal structure parameters to solve the actual filtering problem in actual situation. Finally, by using domestic multi-layer film dielectric gratings in the laboratory, we successfully transform the input laser with spectrum full-width at half-maxima (FWHM) of 0.3 nm into the output laser spectrum FWHM of 0.03 nm, which is at center wavelength band of 1064 nm.

**Key words** spectroscopy; spectral filtering; narrow linewidth; double gratings; aberrationless

**OCIS codes** 300.6170; 140.2020; 140.3300; 140.3298; 140.3320

## 1 引言

在激光回光探测的研究中<sup>[1-2]</sup>,研究时间在晚上时,背景光较弱,接收系统能够比较好地识别探测光;而研究时间在白天时,常常由于背景光太强<sup>[3]</sup>、信噪比太差而导致探测失败。为了提高系统的全天候工作能力,通常采取光谱滤光的手段将背景光滤除,以此来提高系统的信噪比<sup>[4-7]</sup>。目前,国内外研究的光谱滤波仪

收稿日期: 2016-11-23; 收到修改稿日期: 2017-04-19

基金项目: 中国工程物理研究院高能激光科学与技术重点实验室基金

作者简介: 许放(1992—),男,硕士研究生,主要从事空间激光探测技术方面的研究。E-mail: 772547351@qq.com

导师简介: 万敏(1970—),女,博士,研究员,主要从事空间激光探测技术方面的研究。E-mail: wanmin@caep.cn

器<sup>[8]</sup>主要有原子共振光学滤波器(ARF)<sup>[9-10]</sup>、法拉第反常色散滤波器(FADOF)<sup>[11]</sup>、双折射滤光器、法布里-珀罗(F-P)滤光器、可调声光滤波器(AOTF)、光栅滤波器等。ARF和FADOF线宽可以达到皮秒量级,但是它们的理论效率很低,ARF理论效率最多为60%,FADOF为50%。同时,ARF因为受到原子内部不同相关能级寿命的影响和限制,导致其响应时间很长(如被动式的响应时间约为毫秒量级),这不利于激光回光探测系统的实时性。而FADOF设计制作复杂,体积过大,并且使用过程中需要提供外部磁场,这会引起系统的电磁干扰问题。同时,FADOF需要入射光为偏振光,但是接收到的激光回光是任意偏振的,这无疑严重降低了系统的透过率。对于双折射滤光器(BF),可以通过级联的方式来减小线宽,但是效率下降很严重,在线宽为0.01 nm时,效率仅为5%,同时BF中心波长对温度很敏感,需要很高的温度控制要求。对于F-P滤光器,其通带被大量的级数所困扰。传统的方法是,将仅允许一个级数的光通过的阻挡滤光片与F-P滤光器组合起来,或者用前后两个F-P滤光器组合滤光,但这两种方法都降低了F-P滤光器的峰值透过率,其透过带宽为10 nm的F-P滤光片透过率为50%。对于AOTF,其存在的问题有两点,一是作用于偏振光,理论效率最高仅为50%,其次由于声光相干长度的原因,通带在红外波段的分辨率仅能达到几个纳米。以上这些滤光技术普遍存在线宽与效率不能兼顾的问题,这严重影响了系统的探测能力。为了进一步提高探测系统的信噪比和抗干扰能力,需要使用更窄线宽、更高效率的滤波技术,光栅滤波技术在理论上具有这一潜力,所以综合考虑,决定使用光栅滤波的方式。本文给出了一种基于双多层介质膜衍射(MLD)光栅的超窄线宽光谱滤波技术,实现了普通窄带滤光片无法实现的亚纳米级光谱滤波宽度;采用光栅的远场滤波方式,有效地解决了当前近场光栅滤波方式中有效信号光能量损失严重的问题;同时采用双光栅结构<sup>[12]</sup>,其中第二块光栅作为色散补偿光栅,可以明显地改善出射光的光束质量和像差。以上方法对激光回光探测系统的性能提升有很明显的作用。

## 2 多层介质膜光栅滤波原理

激光束照射在多层介质膜光栅上,不同波长的光经光栅衍射到不同的方向,具体的衍射方向由光栅方程确定<sup>[10]</sup>为:

$$d(\sin i \pm \sin \theta) = m\lambda, \quad (1)$$

式中*i*为入射角,*θ*为衍射角,*λ*为入射光波长,*d*为光栅常数,*m*为衍射级次。对于具有相同入射角不同波长的入射光,经过光栅后会实现光谱空间分离,从而可以在空间上使用小孔或者狭缝来选取所需要的光波段,实现光谱滤波功能。但是实际上系统能否把两条谱线分开,除了与光栅的色散能力有关,还与谱线宽度和成像系统的分辨能力有关。图1给出了所设计系统的工作结构,接下来按照光路顺序具体分析所设计的滤波系统的分辨能力。

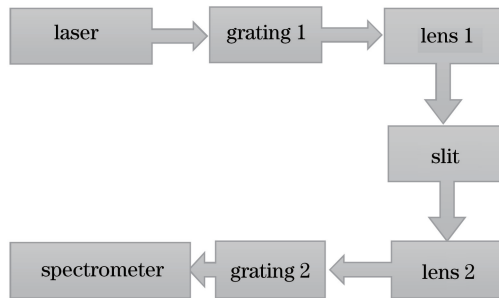


图1 双MLD光栅的窄带光谱滤光系统

Fig. 1 Narrow band spectrum filtering system base on double MLD gratings

对光栅方程[(1)式]两边进行微分,得到角色散<sup>[13]</sup>:

$$D_a = d_\theta / d_\lambda = \frac{m}{d \cos \theta}, \quad (2)$$

式中*D<sub>a</sub>*反映单位波长变化引起的衍射主极大角度的变化,将(1)式代入(2)式,得到角色散与波长的关系为:

$$D_a = d_\theta / d_\lambda = \frac{m}{d \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{d} - \sin i\right)^2}} \quad (3)$$

因为所采用的聚焦透镜组设计为无像差透镜,故可将其近似等效为理想光学系统。假设 1064 nm 波长的光路为主轴,即与聚焦透镜光轴平行,以 1064 nm 波长光会聚在透镜后焦面上的位置为坐标原点,则可以得出不同波长的光在后焦面上形成的光斑中心位置  $h$  为:

$$h = f \tan(d_\theta), \quad (4)$$

式中  $f$  为透镜的等效焦距,将(3)式代入(4)式,得到不同波长在后焦面上的光斑中心位置与波长的关系为:

$$h = f \tan \left[ \frac{md_\lambda}{d \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda_0}{d} - \sin i\right)^2}} \right], \quad (5)$$

式中  $\lambda_0 = 1064$  nm,  $d_\lambda$  是波长  $\lambda$  与中心波长  $\lambda_0$  的差值。以上只是得到了光斑的中心位置,对于弥散斑的大小以及能量分布还需进一步分析,弥散斑的光能量分布主要与光栅衍射主极大角宽度和聚焦透镜的衍射极限艾里斑大小有关。根据瑞利判据,得到光栅衍射主极大的角宽度为:

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{Nd \cos \theta} = \frac{\lambda}{Nd \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{d} - \sin i\right)^2}}, \quad (6)$$

式中  $N$  为光栅总缝数,其衍射光强分布为:

$$I(\theta_\Delta) = \left(\frac{\sin \vartheta}{\vartheta}\right)^2 \left[ \frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} \right]^2, \quad (7)$$

式中  $\vartheta = \frac{a \pi \sin \theta_\Delta}{\lambda}$ ,  $\delta = \frac{2d \pi \sin \theta_\Delta}{\lambda}$ ,  $a$  为透镜的横向半径大小;  $\theta_\Delta$  为相对于中心光线的衍射角,即对于同一波长,在不同的衍射角上有不同的光强,光强分布满足(7)式,将在  $0 \sim \Delta\theta$  范围内每一个角度的光经过透镜形成的艾里斑在透镜后焦面上叠加,就可以得到某一波长在透镜后焦面上的实际光强分布。对所有波长进行类似的处理,可以得到后焦面上的总光强分布。艾里斑的光强分布为:

$$I(kar/f) = I_0 \left[ \frac{2J_1(kar/f)}{(kar/f)} \right]^2, \quad (8)$$

式中  $k$  为波数,  $J_1$  为一阶第一类贝塞尔函数;  $r$  为离光斑中心的距离,  $r$  的取值范围为  $0 \sim 1.22f \times \lambda/D$ , 其中  $D$  为光斑直径大小;  $I_0$  为艾里斑的中心光强。综合考虑(7)式中主极大的光强分布,此时  $I_0 = I(\theta_\Delta) = \left(\frac{\sin \vartheta}{\vartheta}\right)^2 \left[ \frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} \right]^2$ , 即对于某一  $\theta_\Delta$  角度,其后焦面上的艾里斑相对光强分布为

$$I(z, \theta_\Delta) = \left(\frac{\sin \vartheta}{\vartheta}\right)^2 \left[ \frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} \right]^2 \left[ \frac{2J_1(z)}{z} \right]^2. \quad (9)$$

式中  $z = kar/f$ , 综合(5)式,得到同一波长不同  $\theta_\Delta$  角度的艾里斑的中心位置为:

$$h = f \tan \left[ \frac{md_\lambda}{d \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda_0}{d} - \sin i\right)^2}} \right] + f \tan \theta_\Delta. \quad (10)$$

结合(10)式,将(9)式中的艾里斑光强分布使用后焦面上的具体位置表示为:

$$I(z_h, \theta_\Delta) = \left(\frac{\sin \vartheta}{\vartheta}\right)^2 \left[ \frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} \right]^2 \left[ \frac{2J_1(|z_h - h|)}{|z_h - h|} \right]^2, \quad (11)$$

式中  $z_h$  是后焦面上的具体坐标,则对于同一波长,在后焦面上的光强分布为主极大角宽度  $\Delta\theta$  范围内所有  $\theta_\Delta$  艾里斑光强的叠加,即:

$$I(z_h, \lambda) = \int_{\Delta\theta} \left(\frac{\sin \vartheta}{\vartheta}\right)^2 \left[ \frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)} \right]^2 \left[ \frac{2J_1(|z_h - h|)}{|z_h - h|} \right]^2 d\theta_\Delta, \quad (12)$$

然后对  $\Delta\lambda$  波长范围内的光在后焦面上进行叠加,得到后焦面上总光强分布为:

$$I(z_h) = \iint_{\Delta\theta\Delta\lambda} \left(\frac{\sin \vartheta}{\vartheta}\right)^2 \left[\frac{\sin(N\delta/2)}{\sin(\delta/2)}\right]^2 \left[\frac{2J_1(|z_h - h|)}{|z_h - h|}\right]^2 d\theta_\Delta d\lambda. \quad (13)$$

### 3 基于双 MLD 光栅的窄带滤光系统设计

基于双 MLD 光栅的窄带滤光系统的组成如图 1 所示。探测回光经第一块光栅衍射后,不同的波长衍射方向不同,在两组成像透镜构成的  $4f$  系统焦平面处从空间上分开。在焦平面处设置一个狭缝,在色散方向限制通过的光谱宽度,调节狭缝位置可选择需要的光谱透过,其他谱段的干扰光被阻挡而无法进入后续光路。第二块光栅对色散进行补偿,改善出射光的光束质量。另外,为了在满足系统性能的前提下使得系统体积最小,需要对该系统中各组件的参数(透镜焦距、狭缝宽度等)进行分析,从而选择最优化的系统结构参数来同时满足性能和体积的需求。下面将对此进行理论分析和仿真。

## 4 理论分析结果与讨论

### 4.1 狭缝尺寸对系统性能的影响

基于第二节所建立的原理模型,使用 Matlab 软件对系统进行建模仿真。在第二节的理论推导中,(12) 式为同一波长的光强分布表达式,其中  $\Delta\theta$  由狭缝宽度确定。选取接收回光频谱波长范围为  $1063.85 \sim 1064.15$  nm,中心波长为 1064 nm,并假设接收的回光中各波长所占比重相同。选取透镜焦距为 100 mm,透镜横向尺寸为 30 mm,狭缝宽度为  $100 \mu\text{m}$ ,光栅尺寸为  $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ ,光栅的刻槽密度为 1740 lp/mm,计算不同波长在透镜后焦面上的光场分布。不同波长在狭缝上的光强分布位置如图 2 所示。

图 2 的光强分布图以  $0.015 \text{ nm}$  为波长间隔,可以清楚地看到,在  $-50 \sim 50 \mu\text{m}$  的狭缝宽度(共  $100 \mu\text{m}$ ) 范围内,仅有  $1063.925 \sim 1064.075 \text{ nm}$  的光能够透过,透过光谱宽度为  $0.15 \text{ nm}$ ,即对输入的回光进行了有效的光谱滤波。进一步计算输入的不同光谱成分在狭缝上的总能量分布,可以得到透过光谱,计算结果如图 3 所示。可以得出,通过  $100 \mu\text{m}$  的狭缝,透过光谱的半峰全宽(FWHM)为  $0.1611 \text{ nm}$ ,实现了一定的光谱滤波功能。

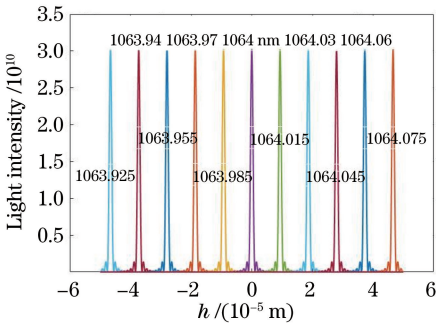


图 2 不同波长的光强分布位置

Fig. 2 Location of light intensity distribution of different wavelengths

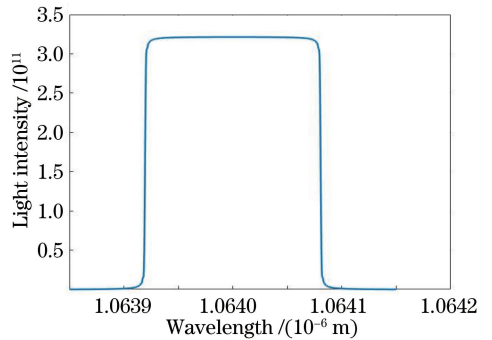


图 3 狭缝透过光谱分布

Fig. 3 Distribution of slit transmission spectrum

狭缝具有选择透过光谱的功能,减小狭缝宽度,可以有效压缩透过光谱线宽,但同时也降低了有效透过光谱的能量。寻找合适的狭缝宽度,使得滤波带宽与透过光能量总体对于实际应用来说最优,是需要解决的问题所在。下面具体分析狭缝宽度对能量以及带宽的影响。同样使用上述条件,改变狭缝宽度从  $1 \sim 400 \mu\text{m}$ ,以  $5 \mu\text{m}$  的间隔递增进行仿真,计算得出如图 4 所示的结果。可以发现,随着狭缝宽度的增加,滤光后的光谱半峰全宽也逐渐增加,当狭缝宽度增加到  $200 \mu\text{m}$  时,光谱半峰全宽保持为  $0.3 \text{ nm}$ ,这正是输入的光谱带宽,说明此时狭缝的宽度已经足够大,可以使所有的光谱透过狭缝。

另外,假设实际需要的光谱线宽为  $0.03 \text{ nm}$ ,即滤光后得到的光谱范围为  $1063.985 \sim 1064.015 \text{ nm}$ ,这一范围内的光谱能量为有效光谱能量,同样分析其与狭缝宽度的关系,计算结果如图 5 所示,图中 Ratio 定义为透过光谱能量中有效光谱能量占总透过能量的比值。由图 5 可知,随着狭缝宽度的增加,透过的有效光谱

能量迅速上升,当狭缝宽度为  $20\ \mu\text{m}$  时近似达到饱和,此时的滤波带宽为  $0.031\ \text{nm}$ ,同时有效能量占总能量的比重在狭缝宽度为  $20\ \mu\text{m}$  以下时近似为  $100\%$ ,大于  $20\ \mu\text{m}$  时逐渐下降。综合狭缝宽度对滤波带宽和有效透过能量的影响,在保证能够满足实际需要的滤光线宽的前提下,应尽可能选取更大的狭缝宽度,这可以使得接收到的有效回光能量更高,从而让所跟踪的物体有更高的亮度,更容易被识别。

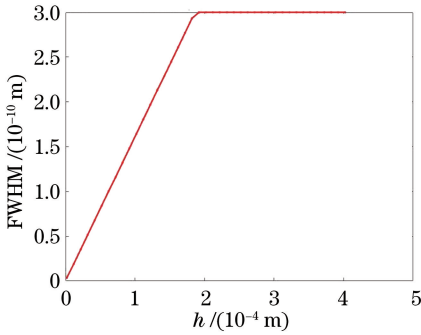


图 4 滤光光谱宽度与狭缝宽度的关系

Fig. 4 Relationship between filtering spectral width and slit width

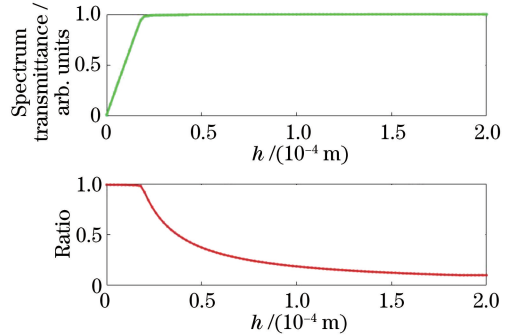


图 5 有效光谱能量与狭缝宽度的关系

Fig. 5 Relationship between effective spectral energy and slit width

#### 4.2 透镜的焦距对系统性能的影响

系统中使用的透镜焦距一方面会影响系统的结构总长,另一方面会影响光谱在透镜后焦平面上的分离程度,焦距越长,分离程度越高,滤波性能也相应地更好。但是,这同时会加长所设计系统的总长,造成最后设计出的器件体积过大,所以需要综合考虑这两方面的因素。取与 4.1 节相同的矩形输入光谱,取狭缝宽度为  $40\ \mu\text{m}$ ,取透镜焦距范围为  $50\sim 1000\ \text{mm}$ (以  $10\ \text{mm}$  为间隔),作出透镜焦距对滤波线宽以及能量的影响曲线分别如图 6 和图 7 所示。从图中可以得出结论,在同样的狭缝宽度条件下,随着透镜焦距的增大,滤光线宽逐渐变小,在透镜焦距从  $0.05\sim 0.3\ \text{m}$  变化时,线宽急剧下降;实际中,可以在这一段范围尽可能地增大焦距,用更小的系统总长损失换取更优的系统性能。而对于透过的有效光谱能量,随着焦距的增加,在  $0.05\sim 0.24\ \text{m}$  变化时,有效光谱能量增加较迅速;在焦距大于  $0.24\ \text{m}$  时,有效光能量缓慢下降;而有效光的比例则在  $0.24\ \text{m}$  时达到最大值,然后保持不变。

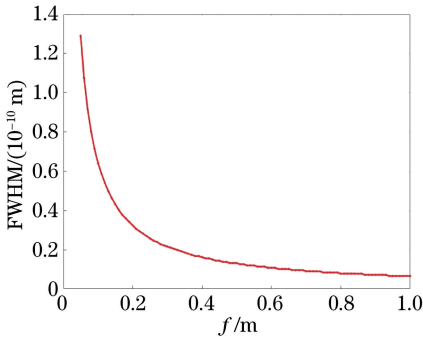


图 6 滤光光谱宽度与透镜焦距的关系

Fig. 6 Relationship between filtering spectral width and focal length of the lens

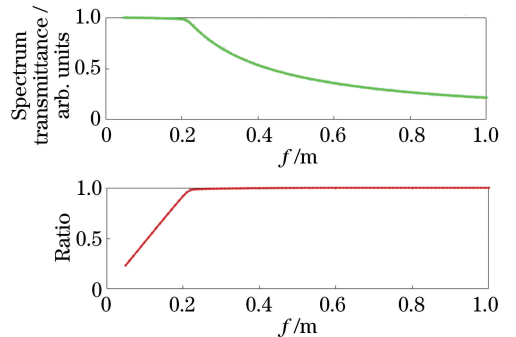


图 7 有效光谱能量与透镜焦距的关系

Fig. 7 Relationship between effective spectral energy and focal length of the lens

#### 4.3 输入光的光谱特性对系统性能的影响

以实验中使用激光器[在约  $1\ \text{nm}$  范围内有光谱输出(半峰全宽为  $0.2789\ \text{nm}$ )]的光谱分布为回光模型来分析其滤波特性;相对于单位入射光而言,此时只需在各波长光场分布上乘以一个相应的光谱权重即可。在前述仿真条件基础上,计算结果如图 8~11 所示。可以看出,在狭缝宽度较小(约  $20\ \mu\text{m}$ )时,实际输入光与理想输入光几乎无差异,主要差异存在于狭缝宽度较大的情况,这是由实际输入光本身的光谱线宽大小所决定的,即实际输入光谱对于系统性能是有所提升的。综合滤波光谱宽度和有效光谱能量曲线,选取狭缝宽度范围为  $20\sim 110\ \mu\text{m}$ ,可以实现最大的有效光谱能量输出,以及得到约  $0.02\ \text{nm}$  的滤波光谱线宽。

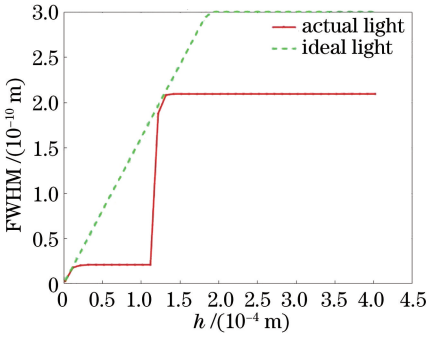


图 8 滤光光谱宽度与狭缝宽度的关系

Fig. 8 Relationship between filtering spectral width and slit width

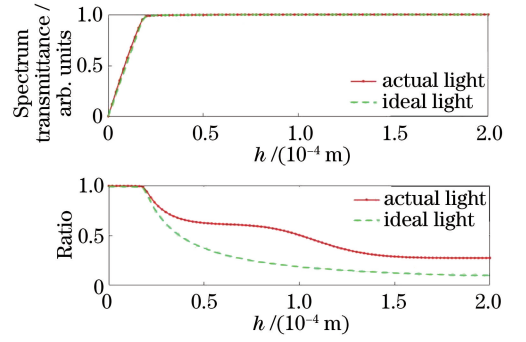


图 9 有效光谱能量与狭缝宽度的关系

Fig. 9 Relationship between effective spectral energy and slit width

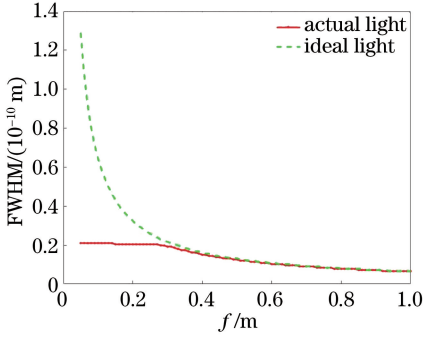


图 10 滤光光谱宽度与透镜焦距的关系

Fig. 10 Relationship between filtering spectral width and focal length of the lens

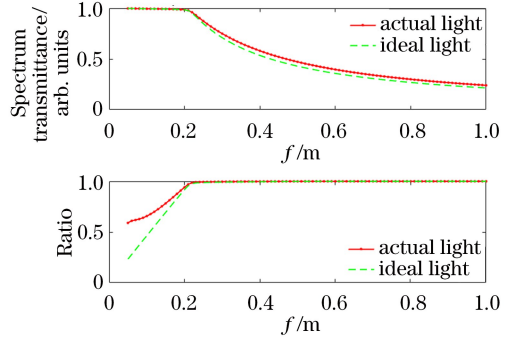


图 11 有效光谱能量与透镜焦距的关系

Fig. 11 Relationship between effective spectral energy and focal length of the lens

#### 4.4 单光栅以及双光栅结构对系统光束质量的影响

对于实际应用,往往要求经过滤光系统后的出射光保持比较好的光束质量,特别是对于信标探测系统,由于出射光需要由哈德曼波前探测器来进行波前测量,故所设计的滤光系统应保持光束质量的恶化程度较小。下面对单光栅和双光栅结构滤光系统进行理论分析。设入射光束  $x$  方向的半宽度和发散角半宽度分别为  $\omega_{ix}$  和  $\theta_{ix}$ ,  $y$  方向的半宽度和发散角半宽度分别为  $\omega_{iy}$  和  $\theta_{iy}$ , 输入光在  $x$  和  $y$  方向上的光束质量分别为  $M_{x0}^2$  和  $M_{y0}^2$ , 有效波长范围为  $\Delta\lambda$ , 入射角为  $\alpha$ 。假设光栅色散在  $x$  方向, 只考虑色散对光束质量的影响, 则对于单光栅, 其光束质量的恶化主要体现在光束发射角半宽度由于光栅色散而引起的展宽。根据在线性光学系统传输中, 光束宽度与发散角乘积保持不变的原理, 同时根据光栅衍射公式, 可求得出射光在  $x$  和  $y$  方向上的光束质量为:

$$M_x^2 = M_{x0}^2 + \frac{\Delta\lambda \pi \omega_{ix}}{2\lambda d \cos \alpha}, \quad (14)$$

$$M_y^2 = M_{y0}^2. \quad (15)$$

对于双光栅系统, 第二块光栅利用了光路可逆的原理, 相当于是第一块光栅的逆向传输, 故第二块光栅能够完全抵消掉由于第一块光栅色散引起的发散角半宽度展宽, 故其输出光光束质量为:

$$M_x^2 = M_{x0}^2, \quad (16)$$

$$M_y^2 = M_{y0}^2. \quad (17)$$

同时设计实验进行验证, 实验系统设计如图 12 所示。实验测得结果如图 13 所示。无光栅时, 测得光束质量  $\beta$  值为 1.2; 单光栅时, 测得  $\beta$  值为 1.25; 双光栅时, 测得  $\beta$  值为 1.21。

综上所述, 双光栅结构对于光束质量并没有任何的影响, 而单光栅结构会引起光束质量的恶化, 其恶化程度与入射角、有效波长宽度以及入射光本身的光束半宽度有关。

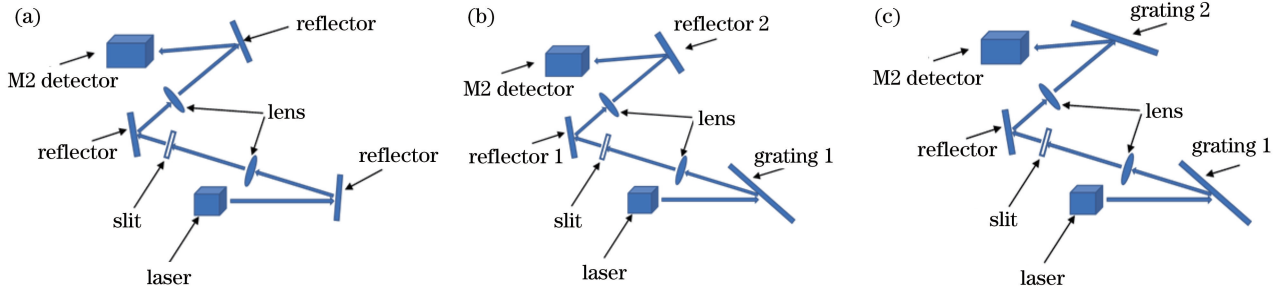


图 12 (a)无光栅实验系统;(b)单光栅实验系统;(c)双光栅实验系统

Fig. 12 (a) Zero-grating experiment system; (b) single-grating experiment system; (c) double-grating experiment system

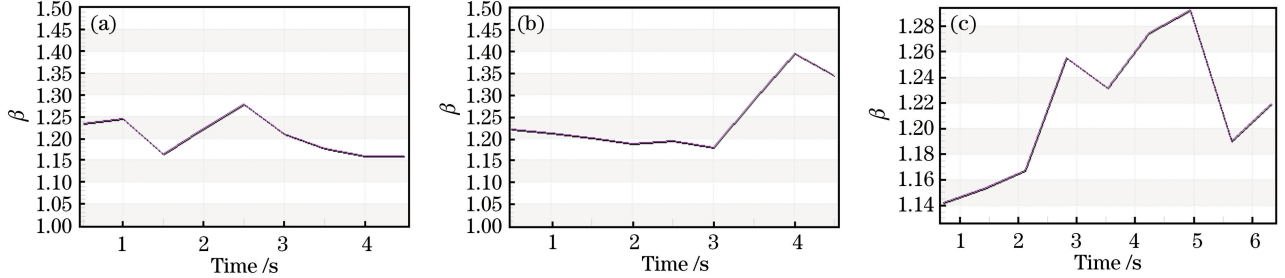


图 13 实验结果。(a)无光栅系统;(b)单光栅系统;(c)双光栅系统

Fig. 13 Experimental results. (a) Zero-grating system; (b) single-grating system; (c) double-grating system

#### 4.5 入射角度对系统性能的影响

在滤波系统中,小孔光栅等器件位置固定后,一般由于振动、温度等原因,会导致入射角度的偏移,而不同的入射角度可能导致中心波长的偏移。对此,以透镜焦距 100 mm 进行仿真,做出以 1064 nm 为中心波长时,其光斑中心点在狭缝上的偏移量与入射角偏移量的关系曲线,如图 14 所示。同时做出入射角偏移量为 0 时,各波长光斑中心在狭缝上的位置曲线,如图 15 所示。

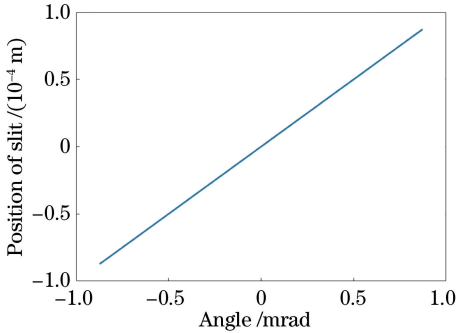


图 14 光斑中心位置与角度偏移量的关系

Fig. 14 Relationship between facula center position and angle offset

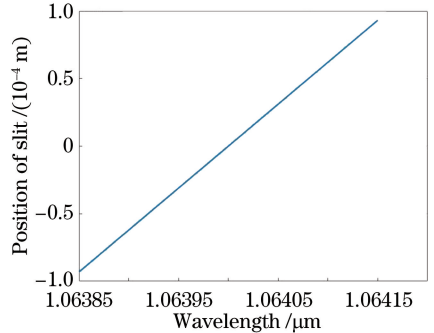


图 15 光斑中心位置与波长的关系

Fig. 15 Relationship between facula center position and wavelength

在信标系统中,假设入射光角度偏移量最大为  $10 \mu\text{rad}$ ,通过图 14 和图 15 的关系曲线,可以将  $10 \mu\text{rad}$  换算成中心波长偏移量。首先, $10 \mu\text{rad}$  引起 1064 nm 在狭缝上的偏移距离为  $1 \mu\text{m}$ ,而由图 15 可以看到,偏移量  $1 \mu\text{m}$  是波长 1064.00165 nm 光斑中心离中心波长 1064 nm 光斑中心的距离,所以中心波长偏移量为 0.00165 nm,这个偏移量可以忽略不计。

#### 4.6 基于 CODE V 软件的系统仿真

使用 CODE V 光学软件对系统进行建模仿真,搭建系统如图 16 所示,两块光栅和两组透镜参数完全相同,精细调整光栅角度后色散相互补偿,计算获得的全系统理论像差如图 17 所示。仿真得到理论像差的峰谷值(PV)为  $0.026\lambda$ ,表明此系统的像差可忽略不计,完全可以满足实际的应用需求。

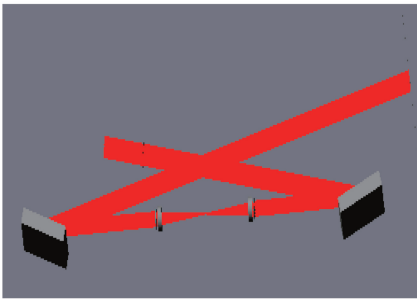


图 16 CODE V 系统仿真

Fig. 16 System simulation of CODE V

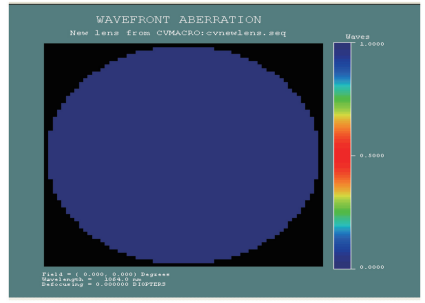


图 17 双 MLD 光栅的窄带光谱滤光系统理论像差

Fig. 17 Theoretical aberration of the narrow band spectrum filtering system using double MLD gratings

## 5 实验结果

实验装置如图 12(c)所示,将光束质量测量仪器换为光谱仪。实验使用的激光器为中心波长为 1064 nm 的保偏光纤激光器,入射激光口径为 25 mm,透镜尺寸为 30 mm,焦距为 100 mm。每组透镜由两块透镜组成,设计透镜两面曲率以消除系统像差并获得接近理想的成像效果;两块光栅的尺寸为 100 mm × 100 mm × 20 mm,刻线密度为 1740 lp/mm,在 1064 nm 波段的衍射效率约为 96%(s 偏振,可以使用与偏振无关的 MLD 光栅以提高入射光存在 p 偏振光时的效率)。使用远场探测器观察实验系统出射光,调节两块光栅角度和 4f 系统,使激光在焦平面上良好成像;调节 100 μm 狭缝的位置以选择滤波器的中心波长;最后用分辨率为 0.02 nm 的 AQ6370C 型光谱仪测试入射和出射激光的精细光谱。如图 18 所示,入射激光在约 1 nm 范围内有光谱输出(半峰全宽为 0.2789 nm)。激光通过基于双 MLD 光栅的窄带滤光实验系统后,光谱明显变窄。如图 19 所示,滤光后输出激光在约 0.1 nm 范围内有光谱输出(半峰全宽为 0.0288 nm),与前面的理论计算吻合。以上说明基于双 MLD 光栅的窄带滤光系统参数设计合理,能够实现亚纳米级光谱滤波。



图 18 入射激光光谱

Fig. 18 Spectrum of input laser

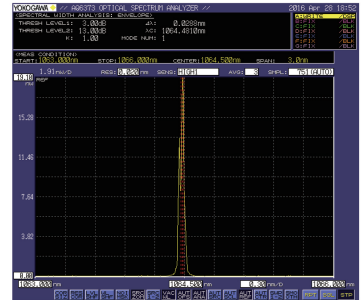


图 19 出射激光光谱

Fig. 19 Spectrum of output laser

另外,在实验中使用光功率计对整个滤光系统的传输效率进行测试:首先将狭缝去掉(不挡光),然后使用光功率计对入射光能量进行测量,最后使用光功率计对出射光能量进行测量。结果显示,该滤光系统对光谱的透过率达到了 90%,优于普通窄带滤光片的透过率。10%的损耗主要由两块 MLD 光栅各 4%的零级衍射损耗和透镜膜层剩余反射造成。通过优化光栅设计参数和工艺,可将单块光栅的衍射效率提高到约 99%,采用单块非球面消像差透镜可进一步降低透镜的剩余反射损耗到 1%以内,这样整个系统的透过率有望达到 97%。

## 6 结 论

获得更窄的光谱滤波线宽是提高激光回光探测系统的信噪比和抗干扰能力的关键技术。本文设计了一套基于双 MLD 光栅的超窄线宽光谱滤波系统,并通过理论仿真和实验验证发现:系统具有亚纳米级(半峰



全宽为 0.0288 nm)的光谱滤波线宽,有效光谱的透过率达到 90%,理论像差的 PV 为  $0.026\lambda$ ,可以忽略不计。在理论上分析了狭缝宽度、输入光特性、透镜焦距三个参量对滤波线宽、有效透过能量以及信噪比的影响,为解决实际滤波问题时根据实际需求选择最优系统结构参数提供了较完整的理论基础;同时,分析了工程应用上比较关注的输入光角度偏移量对中心波长偏移量的影响程度,得出了其影响程度可以忽略不计的结论;另外,对双光栅结构相对于单光栅结构所带来的光束质量的优化进行了分析,得出了双光栅结构能够明显改善光束质量的结论。

## 参 考 文 献

- [1] Huang Tao, Hu Huiling, Hu Yihua, *et al.* Laser detection technology for space target recognition[J]. *Laser and Infrared*, 2010, 40(7): 685-689.  
黄涛, 胡惠灵, 胡以华, 等. 空间目标识别中的激光探测技术[J]. *激光与红外*, 2010, 40(7): 685-689.
- [2] Zhou Yanping, Shu Rui, Tao Kunyu, *et al.* Study of photoelectric detecting and identifying of space target[J]. *Optical Technique*, 2007, 33(1): 68-73.  
周彦平, 舒锐, 陶坤宇, 等. 空间目标光电探测与识别技术的研究[J]. *光学技术*, 2007, 33(1): 68-73.
- [3] Lelievre M, Levesque M P, Buteau S. Measurement of artificial-satellite spectra with a small telescope[R]. Canada: Defence R & D, 2007.
- [4] Tan Bitao, Jing Chunyuan, Wang Baoguo, *et al.* Precision of magnitude measurement caused by spectral filtering technology[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2009, 21(2): 221-224.  
谭碧涛, 景春元, 王宝国, 等. 光谱滤波技术对星等测量精度的影响[J]. *强激光与粒子束*, 2009, 21(2): 221-224.
- [5] Wan Min, Su Yi, Yang Rui, *et al.* Improvement of signal to noise ratio in astronomical objects detection in day time [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2003, 15(12): 1151-1154.  
万敏, 苏毅, 杨锐, 等. 提高白天观测星体信噪比的方法研究[J]. *强激光与粒子束*, 2003, 15(12): 1151-1154.
- [6] Rork E W, Lin S S, Yakutis A J. Ground-based electro-optical detection of artificial satellites in daylight from reflected sunlight[P]. US: Nasa Sti/recon Technical Report N, 1982.
- [7] He C, Zhu Q X. A study of technology for detection of nonluminous artificial satellites in daylight[J]. *Air Force Research Laboratory*, 1996.
- [8] Zhang Yundong, Yuan Ping, Bi Yong, *et al.* Ultra-narrow bandwidth optical filter[J]. *Laser Technology*, 1999, 23(5): 257-261.  
掌蕴东, 袁萍, 毕勇, 等. 超窄带光学滤波器[J]. *激光技术*, 1999, 23(5): 257-261
- [9] Gelbwachs J A. Atomic resonance filters[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1988, 24(7): 1266-1277.
- [10] Gelbwach J A, Klein C F, Wessel J E. Infrared detection by an atomic vapor quantum counter[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1978, 14(2): 77-79.
- [11] Yeh P. Dispersive magneto-optic filters[J]. *Applied Optics*, 1982, 21(11): 2069-2075.
- [12] Ma Yi, Yan Hong, Tian Fei, *et al.* Common aperture spectral beam combination of fiber lasers with 5 kW power high-efficiency and high-quality output[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2015, 27(4): 7-9.  
马毅, 颜宏, 田飞, 等. 光纤激光共孔径光谱合成实现 5 kW 高效优质输出[J]. *强激光与粒子束*, 2015, 27(4): 7-9.
- [13] Zhu Zimin. *Physical optics*[M]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology Press, 2009: 147-155.  
竺子民. *物理光学*[M]. 武汉: 华中科技大学出版社, 2009: 147-155.