

基于杂散光抑制要求的光学表面粗糙度控制方法研究

宋延松 杨建峰 李福 马小龙 王红

Method of controlling optical surface roughness based on stray light requirements

Song Yan-Song Yang Jian-Feng Li Fu Ma Xiao-Long Wang Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 194201 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.194201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.194201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I19>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

矢量基尔霍夫公式经典证明的漏洞与新的严格证明

Flaws in classical proofs of vector Kirchhoff integral theorem and its new strict proof

物理学报.2017, 66(16): 164201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.164201>

激光陀螺变锁区现象的研究与讨论

Research and discussion on the lock-in threshold variation of ring laser gyro

物理学报.2012, 61(18): 184204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.184204>

两种按比例混合颗粒系的多次散射模拟

Multiple scattering of light by mixtures of two different aerosol types

物理学报.2012, 61(15): 154204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.154204>

反射式单级衍射光栅

Reflection type single-order diffraction grating

物理学报.2012, 61(15): 154203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.154203>

双轴棱锥产生长距离近似无衍射光的新技术

A new technique for generating non-diffracting beam with long propagation distance using two axicons

物理学报.2012, 61(14): 144201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.144201>

基于杂散光抑制要求的光学表面粗糙度控制方法研究*

宋延松^{1)2)†} 杨建峰¹⁾ 李福¹⁾ 马小龙¹⁾ 王红¹⁾²⁾

1)(中国科学院西安光学精密机械研究所, 西安 710119)

2)(中国科学院大学, 北京 100049)

(2017年3月26日收到; 2017年7月17日收到修改稿)

光学表面加工误差引起的散射是影响光学系统成像性能的重要因素. 描述表面总散射能量的均方根粗糙度是评定光学表面粗糙度的通用指标, 但因其未能体现散射能量的空间分布, 在表征光学表面散射对具体光学系统杂散光性能影响时存在准确度不足的局限. 本文基于全积分散射及双向散射分布函数理论, 针对杂散光抑制要求提出一种光学表面粗糙度控制的新方法. 首先通过分析确定光学表面纹理中影响系统杂散光的频率范围, 然后度量该频率带限范围内的表面均方根粗糙度, 作为控制光学表面粗糙度的指标. 以太阳磁场望远镜(MFT)为例进行方法验证, 确定主镜表面纹理有效频率范围为 $0-18\text{ mm}^{-1}$, 分析了主镜表面带限均方根粗糙度对MFT杂散光性能的影响. 结果表明, 带限均方根粗糙度与MFT杂散光性能之间的关系稳定性大幅提高, 由此验证了采用带限均方根粗糙度描述光学表面粗糙度, 能更为准确地控制其对具体光学系统杂散光性能的影响.

关键词: 表面粗糙度, 杂散光, 全积分散射, 双向散射分布函数

PACS: 42.25.Fx, 42.15.-i

DOI: 10.7498/aps.66.194201

1 引言

随着光学软件优化算法不断成熟, 光学系统成像性能越来越依赖于光学表面的加工精度^[1-4]. 光学元件投产前, 需要提供特定表面甚至全部表面的粗糙度指标数据, 以保证光学表面抛光精度满足系统成像性能要求. 常用的确定粗糙度指标的方法是: 首先基于全积分散射(total integrated scattering, TIS)理论建立表面均方根粗糙度 σ_λ 与双向散射分布函数(bidirectional scattering distribution function, BSDF)之间的关系^[5,6], 或者基于Harvey-Shack表面散射理论建立 σ_λ 与角度扩散函数(angle spread function, ASF)之间的关系^[7,8], 然后将不同 σ_λ 下的BSDF(或ASF)数据输入光学

分析软件, 分析系统的杂散光性能, 根据系统杂散光抑制要求确定表面粗糙度指标 σ_λ , 其中, λ 代表入射光波长. 但本文通过分析发现, σ_λ 作为表面粗糙度指标在控制光学表面散射对系统杂散光性能的影响时具有一定的局限性. 一方面, σ_λ 对应过宽的空间频率范围 $0-1/\lambda$, 使得加工厂商在对其测量时面临较大困难^[9]; 另一方面, 表面纹理分解的一系列傅里叶分量中, 只有 $0-1/\lambda$ 频段内某一子区间分量的散射光能够到达探测器, 致使在 $0-1/\lambda$ 频段度量的 σ_λ 无法准确表征散射光对系统杂散光性能的影响.

针对以上问题, 本文提出一种针对杂散光抑制要求控制光学表面粗糙度的新方法. 该方法确定了表面纹理中对系统杂散光有影响的空间频率范围, 并将该频率带限范围内度量的均方根粗糙度 $\sigma_{\lambda-s}$

* 国家自然科学基金(批准号: U1231204)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: syansong@163.com

作为控制表面粗糙度的指标, 以有效解决用 σ_λ 作为表面粗糙度指标时存在的两个问题.

2 表面粗糙度影响的理论基础

2.1 TIS 与 σ_λ 之间的关系

如图 1 所示, 实际光学表面具有随机高度起伏, 经其反射后的总能量 P_t 包括镜面反射能量 P_s 和散射反射能量 P_d 两部分. TIS 定义为散射反射能量与总反射能量之比. 表面粗糙程度通常用表面高度的均方根粗糙度^[10](root-mean-square roughness, σ_{rms}) 来衡量. 1961 年, Bennett 和 Porteus 假设表面高度服从高斯分布, 推导出了两者之间的关系^[11]:

$$TIS = \frac{P_d}{P_t} = 1 - \exp[-(4\pi\sigma_{rms} \cos \theta_i / \lambda)^2], \quad (1)$$

其中, θ_i 是入射角, λ 是入射光波长.

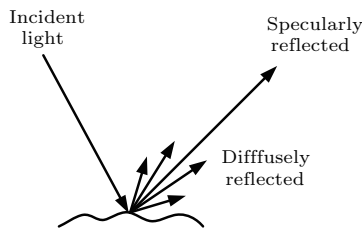


图 1 表面散射示意图

Fig. 1. Schematic of surface scattering.

由于正弦光栅衍射同样满足 (1) 式, 且表面散射可看作无数个不同空间频率正弦光栅衍射的叠加, 所以 (1) 式不受限于表面高度分布形式, 适用于任何表面散射量计算^[12]. 根据光栅方程可知, 衍射角 θ_s 、入射角 θ_i 满足 $\sin \theta_s - \sin \theta_i = m\lambda f$, 当光栅空间频率 $f > 1/\lambda$ 时, 其衍射的能量不会对 TIS 有影响, 因此 σ_{rms} 对应表面纹理的空间频率范围为 $0-1/\lambda$. 为突出 σ_{rms} 是入射光波长的函数, 一般将其记为 σ_λ . 本文研究的对象是经过抛光后的光学表面, 这类表面一般满足 $\sigma_\lambda \ll \lambda$, 此时 (1) 式近似为^[13,14]

$$TIS \approx \left(\frac{4\pi\sigma_\lambda \cos \theta_i}{\lambda} \right)^2. \quad (2)$$

对于正弦反射光栅, TIS 等于所有非零级衍射总能量与总反射能量之比. 当光栅满足 $\sigma_\lambda \ll \lambda$ 时, ± 1 级衍射光能量占总反射能量 P_i 的比例^[10]为

$$\frac{P_1 + P_{-1}}{RP_i} \approx \left(\frac{4\pi\sigma_\lambda \cos \theta}{\lambda} \right)^2, \quad (3)$$

其中, P_i 为入射光功率, R 为表面反射率, P_1 和 P_{-1} 分别为 $+1, -1$ 级衍射光能量.

对比 (2) 和 (3) 式可知, 当表面满足 $\sigma_\lambda \ll \lambda$ 时, 计算 TIS 只需考虑 ± 1 级衍射光, 因此本文推导分析过程中所使用的光栅方程均针对 ± 1 级衍射光.

2.2 TIS 与 BSDF 之间的关系

描述散射光能量空间分布的 BSDF 定义为散射亮度与入射照度之比. Harvey 等研究得出, 对于干净、各向同性的光滑表面 ($\sigma_\lambda \ll \lambda$), BSDF 在方向余弦空间具有位移不变性, 可以用 Harvey-Shack 模型描述^[15-17]:

$$BSDF(|\beta_s - \beta_o|) = b_0 \left[1 + \left(\frac{|\beta_s - \beta_o|}{l} \right)^2 \right]^{s/2}, \quad (4)$$

其中, β_s 和 β_o 分别为散射方向、镜面反射方向的单位向量在光学表面上的投影, 如图 2 所示. b_0, l, s 为模型的三个参数, 用于拟合实际测量的 BSDF 数据, 所代表的含义如图 3 所示.

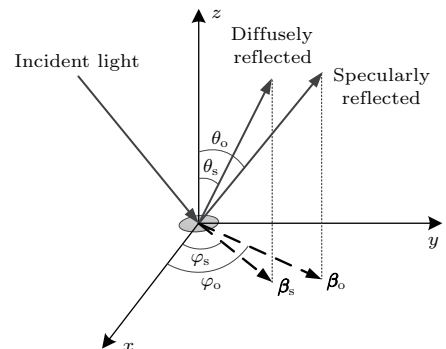


图 2 Harvey-Shack 模型中的向量

Fig. 2. Direction vectors used in the Harvey-Shack model.

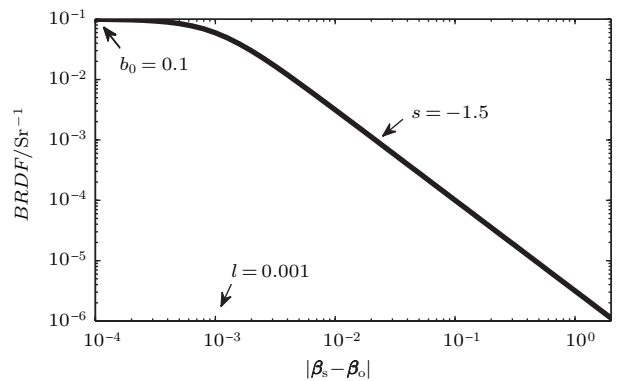


图 3 Harvey-Shack 模型, $b = 0.1, l = 0.001, s = -1.5$
Fig. 3. Harvey-Shack model where $b = 0.1, l = 0.001, s = -1.5$.

根据 TIS 以及 BSDF 的定义可知, TIS 等于 BSDF 在半球空间内对立体角的积分. 杂散光分析需要考虑整个光学表面的散射, 而 BSDF 与入射角有关, 入射角是表面位置、表面形状以及光线入射离轴角的函数, 因此利用 BSDF 精确计算表面所有位置的 TIS 是不现实的. 通过 (2) 式可知, 正入射时 TIS 取得最大值, 若各位置的散射量取该值时系统杂散光分析结果满足抑制要求, 则实际杂散光性能一定满足杂散光抑制要求, 故分析时可用此值代替各位置实际 TIS. 光线正入射时, TIS 的解析解为 [5]

$$TIS = \begin{cases} \frac{2\pi b_0}{l^s(s+2)} [(1+l^2)^{\frac{s+2}{2}} - l^{s+2}], & s \neq -2, \\ \pi b_0 l^2 \ln\left(1 + \frac{1}{l^2}\right), & s = -2. \end{cases} \quad (5)$$

(5) 式可作为杂散光分析时 TIS 与 BSDF 之间的一般表达式.

2.3 σ_λ 控制表面粗糙度的局限性

工程上利用 (2) 和 (5) 式确定表面均方根粗糙度 σ_λ 的一般方法如下.

1) 计算 σ_λ 与 BSDF 的关系表达式. 联立 (2) 和 (5) 式可得 σ_λ 与 BSDF 关系如下:

$$\sigma_\lambda^2 = \begin{cases} \frac{b_0 \lambda^2}{8\pi l^s (s+2)} [(1+l^2)^{\frac{s+2}{2}} - l^{s+2}], & s \neq -2, \\ \frac{b_0 l^2 \lambda^2}{16\pi} \ln\left(1 + \frac{1}{l^2}\right), & s = -2. \end{cases} \quad (6)$$

2) 参数 l, s 取值. 抛光光学表面的功率谱密度多具有分形特征 [10,18], 满足 $l \ll |\beta_s - \beta_o|$, 因此 l 需取足够小值, 以忽略其对 TIS 的影响 [19,20]; s 一般根据经验在 -0.5 — -2.5 内取典型值.

3) 确定 σ_λ . 将不同 σ_λ 对应的 BSDF 数据输入光学分析软件进行杂散光性能分析, 满足系统杂散光抑制要求的 σ_λ 即所求表面粗糙度指标.

利用以上方法可确定 σ_λ , 但用 σ_λ 控制表面粗糙度存在以下两个问题.

问题一: σ_λ 不能准确控制表面散射对系统杂散光的影响.

表面功率谱密度函数 (power spectral density, PSD) 是描述实际加工表面纹理的有效手段. 如前所述, σ_λ 对应的空间频率范围为 0 — $1/\lambda$, 在二维频率空间中对应半径 $1/\lambda$ 的圆域, 如图 4 中 S_A 所示,

利用 $PSD(f_x, f_y)$ 计算 σ_λ 的公式 [12] 为

$$\sigma_\lambda = \sqrt{\iint_{S_A} PSD(f_x, f_y) df_x df_y}. \quad (7)$$

如图 5 所示, 对表面任意一点 (如 Q) 而言, 只有位于 Ω 立体角内的散射光线能够到达探测器, 从而影响系统杂散光性能. 根据光栅方程, Ω 对应的空间频率域是 S_A 的一个子集, 类似图 4 中 S_B , 因此 S_B 是杂散光分析时需要关心的有效空间频率范围, 此带限范围内度量的均方根粗糙度为 $\sigma_{\lambda-s}$, 其计算公式为:

$$\sigma_{\lambda-s} = \sqrt{\iint_{S_B} PSD(f_x, f_y) df_x df_y}. \quad (8)$$

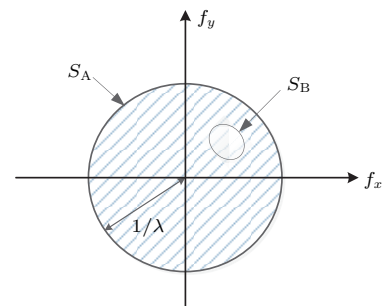


图 4 $\sigma_\lambda, \sigma_{\lambda-s}$ 所对应的表面 PSD 区域

Fig. 4. Integral areas of PSD for calculating $\sigma_\lambda, \sigma_{\lambda-s}$.

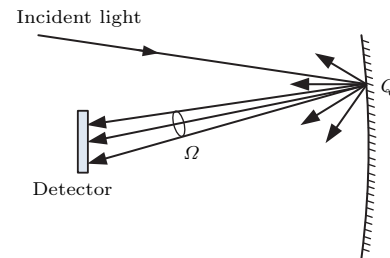


图 5 对系统杂散光有影响的散射光线分布

Fig. 5. Distribution of scattering light which received by detector.

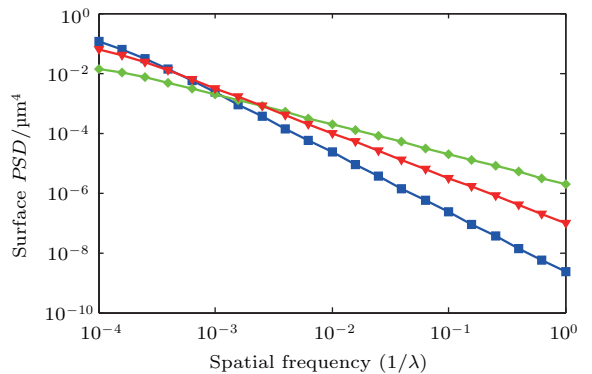


图 6 (网刊彩色) 具有相同 σ_λ 的三条不同 PSD 曲线
Fig. 6. (color online) Three different PSD curves which have the same σ_λ .

对比(7)和(8)式可知,由于积分域的差异, σ_λ 相同的光学表面 $\sigma_{\lambda-s}$ 不一定相同. 图6为三个不同表面所对应的功率谱密度曲线,它们在0—1/ λ 内的包围面积相等,但在诸多有效空间频率范围(假设0.01/ λ —0.1/ λ) 内的包围面积明显存在差异,表明使用 σ_λ 相同的三个表面,系统将会产生不同的杂散光性能. 因此 σ_λ 不能准确控制表面散射对系统杂散光性能的影响.

问题二: 实际测量验证 σ_λ 非常困难.

如图7所示,对于各向同性光学表面,要获得0—1/ λ 范围内的表面功率谱密度函数,需要四台不同的仪器^[21],这对于加工厂商而言,常常是做不到的,因此很难验证加工完成的光学表面是否满足指标 σ_λ .

通过以上分析可知,为使粗糙度指标更有效、更方便测量,应首先确定对系统杂散光有影响的空间频率范围,进而给出此范围内的表面粗糙度指标 $\sigma_{\lambda-s}$.

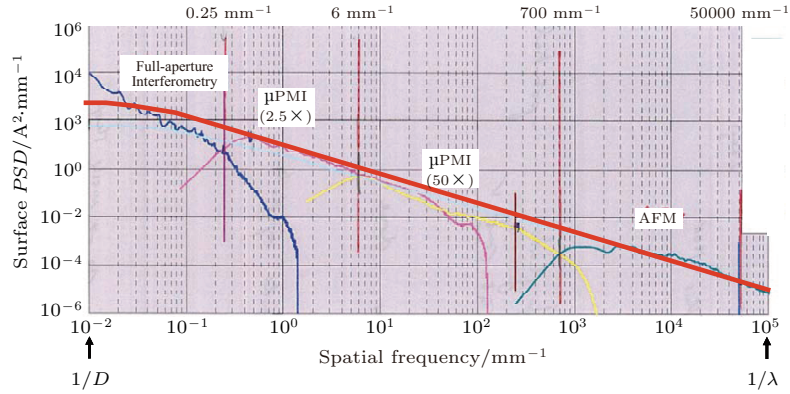


图7 (网刊彩色) 通过四台仪器获得的 PSD 函数^[21]

Fig. 7. (color online) The PSD function determined from four different metrology instruments.

3 基于带限均方根粗糙度的表面控制方法

由图2可知,散射方向、镜面反射方向单位向量在光学表面上的投影分别为

$$\beta_s = (\sin \theta_s \cos \varphi_s, \sin \theta_s \sin \varphi_s), \quad (9)$$

$$\beta_o = (\sin \theta_o \cos \varphi_o, \sin \theta_o \sin \varphi_o), \quad (10)$$

其中, θ_s 和 φ_s 分别为散射光线的仰角和方位角, θ_o 和 φ_o 分别为镜面反射光线的仰角与方位角.

令 $\alpha_d = \sin \theta_s \cos \varphi_s$, $\beta_d = \sin \theta_s \sin \varphi_s$, $\alpha_o = \sin \theta_o \cos \varphi_o$, $\beta_o = \sin \theta_o \sin \varphi_o$, 则有

$$|\beta_s - \beta_o| = \sqrt{(\beta_d - \beta_o)^2 + (\alpha_d - \alpha_o)^2}. \quad (11)$$

根据广义光栅方程

$$f_x = \frac{\sin \theta_s \cos \varphi_s - \sin \theta_o \cos \varphi_o}{\lambda}, \quad (12a)$$

$$f_y = \frac{\sin \theta_s \sin \varphi_s - \sin \theta_o \sin \varphi_o}{\lambda}, \quad (12b)$$

得到空间频率

$$f = \sqrt{f_x^2 + f_y^2} = \frac{\sqrt{(\beta_d - \beta_o)^2 + (\alpha_d - \alpha_o)^2}}{\lambda}. \quad (13)$$

联立(11)和(13)式可得

$$f = \frac{|\beta_s - \beta_o|}{\lambda}. \quad (14)$$

利用几何光线追迹方法求得 $|\beta_s - \beta_o|$ 取值范围后,通过(14)式即可确定表面纹理中对系统杂散光有贡献的空间频率范围. 此频率带宽内分量引起的散射光线只分布在立体角 Ω 内,故称之为部分积分散射 (partial integrated scattering, PIS). 在方向余弦空间,微元 $d\Omega = \sin \theta_s d\theta_s d\varphi_s = d\alpha_d d\beta_d / \cos \theta_s$, 图5中立体角 Ω 内的散射能量为

$$\begin{aligned} PIS &= \iint_{\theta_s, \varphi_s} BSDF(|\beta_s - \beta_o|) \sin \theta_s \cos \theta_s d\theta_s d\varphi_s \\ &= \iint_{\alpha_d, \beta_d} BSDF(\sqrt{(\beta_d - \beta_o)^2 + (\alpha_d - \alpha_o)^2}) d\alpha_d d\beta_d. \end{aligned} \quad (15)$$

(15) 式中的积分域是表面散射位置的函数, 且形状不规则, 为简化运算量, 采用统一各位置积分域的方法, 将每个位置的积分域定为以 (α_o, β_o) 为圆心的圆环区域, 其外径为所有位置 $|\beta_s - \beta_o|$ 中的最大值 $|\beta_s - \beta_o|_{\max}$, 其内径为所有位置 $|\beta_s - \beta_o|$ 中的最小值 $|\beta_s - \beta_o|_{\min}$, 如图 8 所示, 此时 (15) 式简化为

$$PIS = \int_0^{2\pi} \int_{|\beta_s - \beta_o|_{\min}}^{|\beta_s - \beta_o|_{\max}} BSDF(r) r dr d\varphi = 2\pi \int_{|\beta_s - \beta_o|_{\min}}^{|\beta_s - \beta_o|_{\max}} BSDF(r) r dr. \quad (16)$$

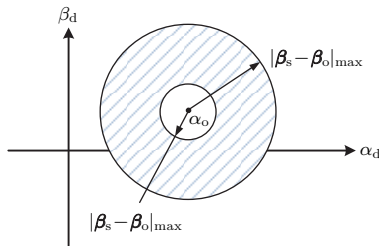


图 8 计算 PIS 的积分区域

Fig. 8. The integral area for calculating PIS.

将 (4) 式代入 (16) 式, 得到 PIS 的解析表达式:

$$PIS = \begin{cases} \frac{\pi b_0 l^2}{s/2+1} \left[\left(1 + \frac{|\beta_s - \beta_o|_{\max}^2}{l^2} \right)^{\frac{s}{2}+1} - \left(1 + \frac{|\beta_s - \beta_o|_{\min}^2}{l^2} \right)^{\frac{s}{2}+1} \right], & s \neq -2, \\ \pi b_0 l^2 \ln \left(\frac{l^2 + |\beta_s - \beta_o|_{\max}^2}{l^2 + |\beta_s - \beta_o|_{\min}^2} \right), & s = -2. \end{cases} \quad (17)$$

当 $|\beta_s - \beta_o|_{\min} = 0, |\beta_s - \beta_o|_{\max} = 1$ 时, (17) 式转化为 (5) 式, 因此 TIS 只是 PIS 的特殊情况.

鉴于 (2) 式适用于任意光滑表面, 因此也适用于 PIS 的计算, 此时表面粗糙度由 $\sigma_{\lambda-s}$ 代替:

$$PIS \approx \left(\frac{4\pi\sigma_{\lambda-s} \cos\theta_i}{\lambda} \right)^2. \quad (18)$$

联立 (17) 和 (18) 式, 可得到 $\sigma_{\lambda-s}$ 与 BSDF 的关系式. 利用杂散光分析软件分析不同 $\sigma_{\lambda-s}$ 下的杂散光性能, 可确定表面粗糙度指标 $\sigma_{\lambda-s}$, 此时 $\sigma_{\lambda-s}$ 对应的频带宽度为 $\frac{|\beta_s - \beta_o|_{\min}}{\lambda} \sim \frac{|\beta_s - \beta_o|_{\max}}{\lambda}$.

下面以 MFT 为例, 验证新方法在控制表面粗糙度方面的有效性.

4 实例分析

MFT 是中国 2011 年提出的深空太阳天文台计划的主载荷, 其望远镜部分由 1 m 口径抛物面主镜和透射式准直镜组成. 图 9 是 MFT 的主成像光路示意图, 表 1 是 MFT 的光学指标参数. 太阳对 MFT 张角 $\Phi 32'$, 远大于 MFT 视场 $2.8' \times 2.8'$, 因此主镜接收到的能量中绝大部分为视场外能量, 其表面散射会严重降低系统信噪比 [22], 必须对主镜粗糙度提出指标要求, 以实现 MFT 的高性能成像. 光学表面二阶杂散光能量远小于二阶杂散光, 故理论分析时只需考虑主镜表面一阶散射.

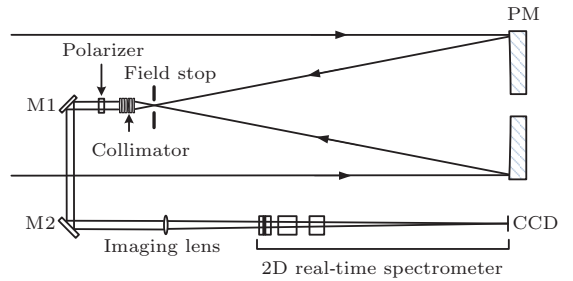


图 9 MFT 主成像光路示意图

Fig. 9. Schematic of optical path of MFT.

表 1 MFT 光学参数

Table 1. Optical parameters of MFT.

Focal length:	38500 mm
Field of View:	$2.8' \times 2.8'$
Spectral bandwidth:	393—656 nm
Diameter:	1000 mm
Spatial resolution	$0.1'' - 0.15''$

MFT 主镜表面粗糙度计算过程如下.

1) 计算 $|\beta_s - \beta_o|_{\min}, |\beta_s - \beta_o|_{\max}$.

如图 10 所示, 平行光束经主镜聚焦于点 (x_i, y_i, z_i) . 对点 (x_0, y_0, z_0) 而言, 其镜面反射光线方向向量记为 \mathbf{r}_0 , 散射光线方向向量记为 \mathbf{r}_{01} , 它们与一次像面的交点分别为 $(x_i, y_i, z_i), (x_1, y_1, z_1)$. 因主镜是 MFT 的入瞳, 所以对于主镜任意一点而言, 它的空间域 Ω 就是视场光阑开口对该点的立体角.

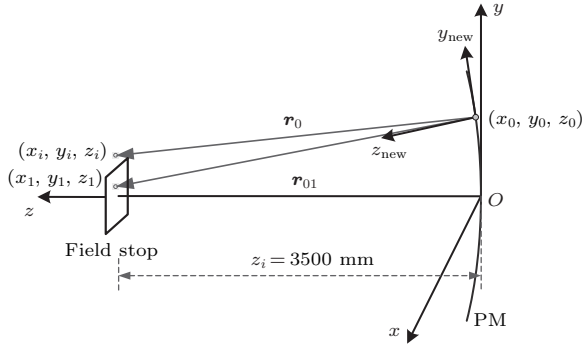


图 10 MFT 主镜散射路径示意图

Fig. 10. Schematic of scattering path of primary mirror.

在 (x_0, y_0, z_0) 点建立新坐标系 $x_{\text{new}}y_{\text{new}}z_{\text{new}}$, 选取该点法线方向为 z_{new} 轴, 入射面为 $y_{\text{new}}z_{\text{new}}$ 平面, 根据右手法则确定 x_{new} 轴, 如图 10 所示. \mathbf{r}_0 , \mathbf{r}_{01} 可表示为

$$\mathbf{r}_0 = (x_i - x_0)\mathbf{i} + (y_i - y_0)\mathbf{j} + (z_i - z_0)\mathbf{k}, \quad (19)$$

$$\mathbf{r}_{01} = (x_1 - x_0)\mathbf{i} + (y_1 - y_0)\mathbf{j} + (z_1 - z_0)\mathbf{k}, \quad (20)$$

其中, \mathbf{i} , \mathbf{j} , \mathbf{k} 分别为原始坐标系 x , y , z 方向的单位向量.

主镜形状满足: $z = \frac{x^2 + y^2}{2R}$, 其表面任意一点的单位法向量为

$$\mathbf{n} = \sqrt{\frac{R}{2z_0 + R}} \left(-\frac{x_0}{R}, -\frac{y_0}{R}, 1 \right). \quad (21)$$

新坐标系三个坐标轴的单位向量可取为

$$\begin{aligned} \mathbf{z}_n &= \frac{\mathbf{n}}{|\mathbf{n}|}, & \mathbf{x}_n &= \frac{\mathbf{r}_0 \times \mathbf{n}}{|\mathbf{r}_0 \times \mathbf{n}|}, \\ \mathbf{y}_n &= \frac{\mathbf{n} \times (\mathbf{r}_0 \times \mathbf{n})}{|\mathbf{n} \times (\mathbf{r}_0 \times \mathbf{n})|}. \end{aligned} \quad (22)$$

新坐标系与原始坐标系的转换矩阵 \mathbf{M} 为

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \mathbf{x}_n \\ \mathbf{y}_n \\ \mathbf{z}_n \end{pmatrix}. \quad (23)$$

散射光线 \mathbf{r}_{01} 与镜面反射光线 \mathbf{r}_0 在新坐标系下的单位向量 $\mathbf{r}_{01\text{new}}$, $\mathbf{r}_{0\text{new}}$ 分别为:

$$\mathbf{r}_{01\text{new}} = \frac{\mathbf{r}_{01}\mathbf{M}^{-1}}{|\mathbf{r}_{01}|} = (\alpha_{01}, \beta_{01}, \gamma_{01}), \quad (24)$$

$$\mathbf{r}_{0\text{new}} = \frac{\mathbf{r}_0\mathbf{M}^{-1}}{|\mathbf{r}_0|} = (\alpha_0, \beta_0, \gamma_0), \quad (25)$$

式中 $(\alpha_{01}, \beta_{01}, \gamma_{01})$, $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$ 分别为 $\mathbf{r}_{01\text{new}}$, $\mathbf{r}_{0\text{new}}$ 的向量坐标.

结合 (11) 式得到:

$$|\beta_s - \beta_o| = \sqrt{(\alpha_{01} - \alpha_0)^2 + (\beta_{01} - \beta_0)^2}. \quad (26)$$

(19)–(26) 式是计算 $|\beta_s - \beta_o|$ 取值范围的理论基础. 太阳相对于 MFT 而言是面光源, 因此 $|\beta_s - \beta_o|_{\text{max}}$, $|\beta_s - \beta_o|_{\text{min}}$ 的取值应兼顾所有离轴角. 记任一离轴角下 $|\beta_s - \beta_o|$ 的最大值、最小值分别为 $|\beta_s - \beta_o|_{\text{fmax}}$, $|\beta_s - \beta_o|_{\text{fmin}}$, 则 $|\beta_s - \beta_o|_{\text{fmax}}$, $|\beta_s - \beta_o|_{\text{fmin}}$ 随离轴角的变化关系如图 11 所示. 由图可知, 可取 $|\beta_s - \beta_o|_{\text{min}} = 0$, $|\beta_s - \beta_o|_{\text{max}} = 10^{-2}$, 此时积分域对应的空间频率范围是 $0-18 \text{ mm}^{-1}$ (波长 550 nm).

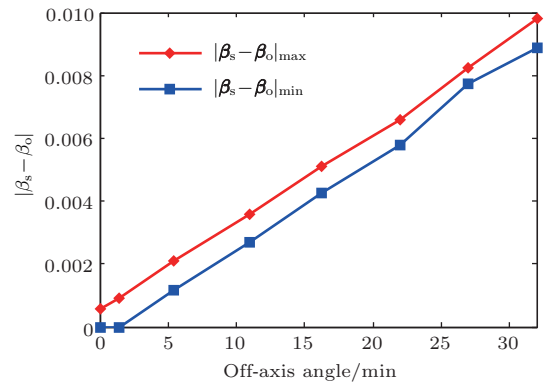

 图 11 (网刊彩色) $|\beta_s - \beta_o|_{\text{fmax}}$ 和 $|\beta_s - \beta_o|_{\text{fmin}}$ 随离轴角的变化曲线

 Fig. 11. (color online) The curves of $|\beta_s - \beta_o|_{\text{fmax}}$ and $|\beta_s - \beta_o|_{\text{fmin}}$ changing with off-axis angle.

2) 建立 $\sigma_{\lambda-s}$ 与 b_0, s 的函数关系

将 $|\beta_s - \beta_o|_{\text{min}} = 0$, $|\beta_s - \beta_o|_{\text{max}} = 10^{-2}$ 代入 (17) 式, 得

$$PIS = \begin{cases} \frac{2\pi b_0}{l^s(s+2)} [(l^2 + 10^{-4})^{(s+2)/2} - l^{s+2}], & s \neq -2, \\ \pi b_0 l^2 \ln \left(1 + \frac{10^{-4}}{l^2} \right), & s = -2. \end{cases} \quad (27)$$

正如前文所述, l 取值应足够小, 此处可取为 0.0001. 联立 (18) 和 (27) 式, 可得 $\sigma_{\lambda-s}$ 与 b_0, s 的函数关系:

$$\sigma_{\lambda-s}^2 = \begin{cases} \frac{10^{-8} \times b_0 \lambda^2}{8\pi(s+2)} [10^{2(s+2)} - 1], & s \neq -2, \\ \frac{10^{-8} \times \ln(10)}{4\pi} b_0 \lambda^2, & s = -2. \end{cases} \quad (28)$$

3) $\sigma_{\lambda-s}$ 对 MFT 杂散光性能影响分析

利用 (28) 式计算出主镜不同 $\sigma_{\lambda-s}$ 下的 BSDF 数据后, 使用 Tracepro 软件分析 $\sigma_{\lambda-s}$ 对 MFT 杂散光性能的影响. 点源透过率函数 (PST) 是描述系统杂散光性能的常用手段, 图 12 绘制了 $s = -1.5$, $l = 0.0001$ 时, PST 随 $\sigma_{\lambda-s}$ 的变化关系. 由图可知, $\sigma_{\lambda-s}$ 越大, PST 曲线值越高, 代表 MFT 杂散光性能越差. 为达到 $PST < 10^{-4}$ 的设计目标, 主镜带限均方根粗糙度 $\sigma_{\lambda-s}$ 应小于 0.03 nm.

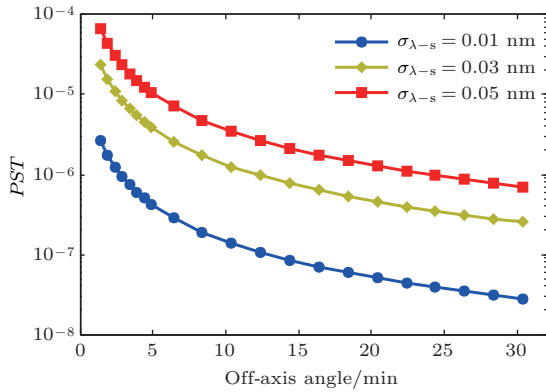


图 12 (网刊彩色) 不同 $\sigma_{\lambda-s}$ 取值下的 PST 曲线

Fig. 12. (color online) The PST curves with different $\sigma_{\lambda-s}$.

基于 $PST < 10^{-4}$ 的杂散光抑制要求, 确定了两种主镜表面粗糙度指标 $\sigma_{\lambda-s}$ 与 σ_{λ} , 见表 2. 指标确定过程中 s 取典型值 -1.5 , 但光学表面抛光时 s 值很难控制, 一般会在 -2.5 — 0.5 之间波动, 因此 PST 曲线对 s 值波动的抵抗能力能够反映两种指标在控制表面粗糙度方面的有效性. 图 13 分别绘制了两种指标下, 系统 PST 曲线随 s 的变化关系. 由图可知, 当 s 在 -2.5 — 0.5 之间波动时, $\sigma_{\lambda-s}$ 控制下 PST 最大值的波动范围小于一个数量级, 且都满足 $PST < 10^{-4}$; σ_{λ} 控制下 PST 最大值的波动范围接近三个数量级, 且出现了 $PST > 10^{-4}$ 的情况. 综上可知, 带限均方根粗糙度 $\sigma_{\lambda-s}$ 与 PST 之间关系更加稳定, 能更准确地控制表面粗糙度对系统杂散光性能影响.

表 2 表面粗糙度指标

Table 2. Surface roughness indexes.

Index	Wavelength/nm	Frequency band/mm ⁻¹	Roughness/nm
$\sigma_{\lambda-s}$	550	0—18	0.03
σ_{λ}	550	0—1818	0.1

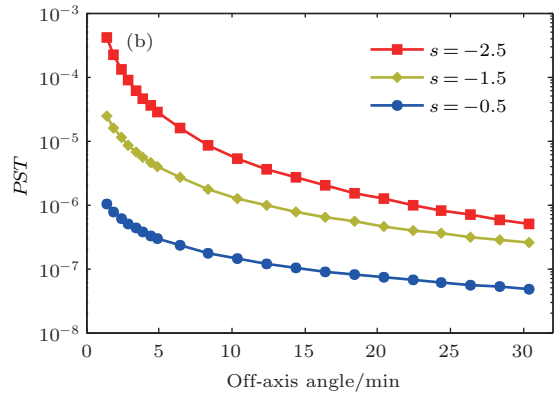
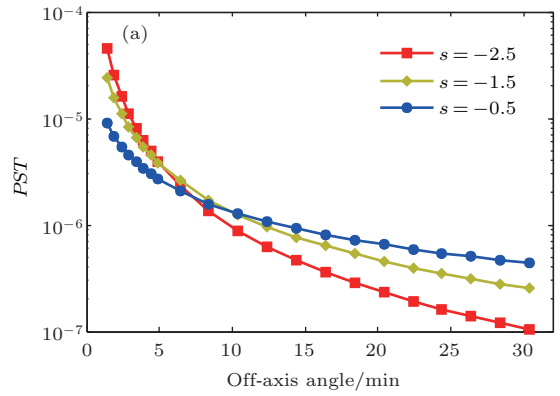


图 13 (网刊彩色) 采用不同方法确定的指标, PST 对 s 波动的抵抗能力 (a) $\sigma_{\lambda-s}$; (b) σ_{λ}

Fig. 13. (color online) The resistance against slope s of PST with the RMS roughness determined by (a) $\sigma_{\lambda-s}$; (b) σ_{λ} .

5 结 论

光学人员能熟练使用光学分析软件对已知光学表面属性的光学系统进行杂散光性能分析, 但在根据系统杂散光抑制要求为光学表面提供粗糙度控制指标时依然面临一些困难. 本文提出的控制表面粗糙度方法, 采用带限均方根粗糙度 $\sigma_{\lambda-s}$ 作为粗糙度指标, 经理论推导和实例分析表明: 由于明确了表面纹理中对系统杂散光有影响的空间频率范围, $\sigma_{\lambda-s}$ 能更准确地控制表面散射对系统杂散光性能的影响, 且易于测量, 适合作为光学人员与加工厂商之间使用的粗糙度指标. 该研究对于工程上如何控制光学表面散射对系统杂散光的影响具有指导意义.

本文为得到 PIS 的解析表达式 (17), 将光学表面各位置的积分域统一为同一圆环域, 意味着人为放宽了表面空间频率范围, 从而出现 PST 曲线随 s 变化而轻微波动的现象, 如图 13(a) 所示. 下一步可以针对每个离轴角分别求解 PIS, 得到更为精确

的表面纹理空间频率范围, 从而进一步减小 PST 随 s 变化的波动性.

参考文献

- [1] Harvey J E, Lewotsky K L, Kotha A 1995 *Appl. Opt.* **34** 3024
- [2] Yang W, Huang W, Xu W C, Shang H B 2013 *Acta Opt. Sin.* **33** 0922001 (in Chinese) [杨旺, 黄玮, 许伟才, 尚红波 2013 光学学报 **33** 0922001]
- [3] Tan N Y, Xu Z J, Wei K, Zhang Y, Wang R 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 044201 (in Chinese) [谭乃悦, 许中杰, 韦可, 张月, 王睿 2017 物理学报 **66** 044201]
- [4] Harvey J E 2013 *Proc. SPIE* **8862** 88620Q
- [5] Fest E C 2013 *Stray Light Analysis and Control* (Washington: SPIE) pp64–70
- [6] Gallagher D, Wu Z, Larson B, Nelson P G, Oakley P, Sewell S, Tomczyk S 2016 *Proc. SPIE* **9906** 990654
- [7] Harvey J E, Thompson A K 1995 *Proc. SPIE* **2576** 155
- [8] Krywonos A, Harvey J E, Choi N 2011 *J. Opt. Soc. Am. A* **28** 1121
- [9] Dittman M G, Grochocki F, Youngworth K 2006 *Proc. SPIE* **6291** 62910P
- [10] Stover J C 1995 *Optical Scattering: Measurement and Analysis* (Bellingham: SPIE) pp32–38
- [11] Bennett H E, Porteus J O 1961 *J. Opt. Soc. Am. A* **51** 123
- [12] Stover J C 2012 *Proc. SPIE* **8495** 849503
- [13] Choi N, Harvey J E 2012 *Proc. SPIE* **8495** 849504
- [14] Harvey J E, Schroeder S, Duparré A 2012 *Opt. Engineer.* **51** 013402
- [15] Stray Light Analysis in ASAP, Breault Research Organization <http://www.breault.com/> [2017-4-10]
- [16] Harvey J E 1977 *Proc. SPIE* **107** 41
- [17] Harvey J E, Vernold C L 1997 *Proc. SPIE* **3141** 113
- [18] Church E L 1988 *Appl. Opt.* **27** 1518
- [19] M1 Microroughness and Dust Contamination, Hubbard R <http://atst.nso.edu/sites/atst.nso.edu/files/docs/TN-0013-D.pdf> [2017-4-7]
- [20] Stray Light Analysis, Gallagher D [http://mlsohaoucaedu/COSMO/Sections/16%20-%20COSMOLC-DE-7003%20\(Straylight%20Analysis\).pdf](http://mlsohaoucaedu/COSMO/Sections/16%20-%20COSMOLC-DE-7003%20(Straylight%20Analysis).pdf) [2017-3-30]
- [21] Harvey J E, Choi N, Krywonos A 2009 *Proc. SPIE* **7426** 74260I
- [22] Danilovic S, Gandorfer A, Lagg A, Schüssler, Solanki S K, Vögler A, Kastsukawa Y, Tsuneta S 2008 *Astron. Astrophys.* **484** L17

Method of controlling optical surface roughness based on stray light requirements*

Song Yan-Song^{1)2)†} Yang Jian-Feng¹⁾ Li Fu¹⁾ Ma Xiao-Long¹⁾ Wang Hong¹⁾²⁾

1) (*Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 26 March 2017; revised manuscript received 17 July 2017)

Abstract

Scattering introduced by optical surface fabrication errors could degrade optical performance severely. Therefore, the optical designers are required to provide a roughness index for describing the specific surface or even all surfaces to ensure the final imaging performance. The surface root-mean-square (RMS) roughness is a common index to quantify surface topography. And there are also some available methods to acquire the surface RMS roughness based on bidirectional scattering distribution function theory or the angle spread function theory. However, the influence of the optical surface scattering on the optical system cannot be accurately revealed by the surface RMS roughness determined by these methods. On the one hand, the RMS roughness corresponds to an excessively wide spatial frequency range from 0 to $1/\lambda$, where λ is the wavelength of the light. Consequently, it is difficult to measure the RMS roughness during manufacture. On the other hand, what really worsens the stray light performance of the system is only the surface profile located within a certain subinterval of the aforementioned frequency range, to put it in another way, the surface RMS roughness identified by the methods above is incompetent to quantify the amount of the energy that is surfacescattered to the detector. To address the issues above, in this paper we propose a novel approach to identifying the surface roughness. This method seeks to deduce the relation between optical surface RMS roughness and the stray light requirement of the system by dint of partial integrated scattering (PIS). In contrast to total integrated scattering, PIS counts the scattering light energy that could reach the detector. Hence, the RMS roughness identified in this way corresponds to the effective spatial frequency range that contributes to the stray light in the system. Firstly, the effective frequency range concerned with the system stray light level is identified through the analysis of the propagation path of the scattered light. Then, the surface RMS roughness would be measured within the established range according to the stray light requirement of the system and used to control the surface roughness as the roughness index during the optical manufacture process. The method not only considers the scattering as the surface characteristic, but also takes into account the influence of scattering on the system. Taking the solar magnetic field telescope (MFT) for example, the validity of the method is verified by comparing with the traditional methods. As manifested in the outcome, the effective frequency range of primary mirror is from 0 to 18 mm^{-1} , and the surface RMS roughness identified in such a new way can stage the stray light performance of MFT in a more precise manner, which is more reliable to serve as a surface roughness index.

Keywords: surface roughness, stray light, total integrated scattering, bidirectional scattering distribution function

PACS: 42.25.Fx, 42.15.-i

DOI: 10.7498/aps.66.194201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U1231204).

† Corresponding author. E-mail: syansong@163.com