

透射光学系统像平面一阶散射光照度分布规律研究

谭乃悦 许中杰 韦可 张月 王睿

The research on the illumination distribution law of the first-order scattered light in the focal plane of transmission optical system

Tan Nai-Yue Xu Zhong-Jie Wei Ke Zhang Yue Wang Rui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 044201 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.044201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.044201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I4>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于全相位谱分析的剪切光束成像目标重构

[Sheared-beam imaging target reconstruction based on all-phase spectrum analysis](#)

物理学报.2017, 66(2): 024203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.024203>

部分相干条件下的弱散射样品 ptychography iterative engine 成像

[Ptychographic iterative engine with partially coherent illumination for weakly scattering samples](#)

物理学报.2016, 65(18): 184202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.184202>

柱状磁光颗粒的局域表面等离激元共振及尺寸效应

[Localized surface plasmon resonance and the size effects of magneto-optic rods](#)

物理学报.2016, 65(11): 114202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.114202>

非相干照明条件下的 ptychographic iterative engine 成像技术

[Ptychographic iterative engine with the incoherent illumination](#)

物理学报.2015, 64(24): 244201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.244201>

高斯光束在双层云中传输的蒙特卡罗模拟

[Transportation of Gaussian light beam in two-layer clouds by Monte Carlo simulation](#)

物理学报.2015, 64(18): 184204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184204>

透射光学系统像平面一阶散射光照度分布规律研究^{*}

谭乃悦 许中杰 韦可 张月 王睿[†]

(国防科学技术大学光电科学与工程学院, 长沙 410073)

(2016年6月16日收到; 2016年11月16日收到修改稿)

透射光学系统由于结构简单、成本低、视场大、成像质量高等优点, 广泛应用于探测、显微、望远等实际应用中, 但目前关于该类系统像平面散射光斑分布规律的研究却鲜见报道. 本文对透射光学系统焦平面散射光照度分布规律展开研究, 以Harvey双向散射分布函数散射理论为基础, 建立了小散射角条件下透射光学系统一阶表面散射光在像平面的高斯函数分布规律的理论模型, 该模型能与实验数据很好地符合.

关键词: Harvey 散射, 透射光学系统, 一阶表面散射, 高斯函数

PACS: 42.25.Fx, 42.30.-d, 42.30.Lr

DOI: 10.7498/aps.66.044201

1 引言

随着大功率激光器和相机技术的发展, 关于表面散射理论的研究成果层出不穷^[1-9]. 从目前已有的文献来看, 国内外对于表面散射的研究主要集中在反射表面散射上, 然而对于广泛应用于探测、显微、望远等实际工程应用中的透射光学成像系统的表面散射研究却鲜见报道, 其主要原因一方面是因为反射表面散射测量仪器原理简单, 易于操作; 另一方面是因为国内外对于表面散射主要是作为材料表面特性来研究, 而不是研究光学系统整体的散射状况. 关于透射光学系统中表面散射在焦平面的成像规律, 目前仅有2参数的Harvey双向散射分布函数(bi-directional scatter distribution function, BSDF)散射模型^[10]的报道, 存在着在散射角度较小时与实际情况不符的缺陷, 而对于聚焦透射光学系统而言, 小角度散射对于焦面成像质量的影响尤为显著. 本文以Harvey BSDF散射理论为基础, 建立小散射角条件下透射光学系统一阶表面散射光在像平面的高斯函数分布规律的理论模

型, 该模型与2参数Harvey BSDF散射模型互为补充, 拓宽了Harvey BSDF散射模型的适用范围, 使之能够更好地解释透射光学系统像平面散射光斑的成像规律. 该模型的建立弥补了2参数Harvey BSDF散射理论的局限性, 为后续小散射角度的表面散射研究提供有效的理论依据.

2 理论模型

2.1 光学表面散射

如图1所示, 当一束光照射某光学元件时, 由于光学元件材料表面高度的随机起伏使得入射到该表面的部分能量将在反射定律或者折射定律确定的方向以外传播, 称之为散射光.

表面散射是由材料表面高度的起伏导致的. 在传播过程中, 某表面产生的一次散射光称之为“一阶散射光”, 一阶散射光还可能会被其他表面再一次散射, 形成二次散射乃至多次散射, 这些二次散射及多次散射被称为“二阶散射”及“高阶散射”. 相对于入射波长, 表面高度的起伏越大, 表面就越“粗糙”,

^{*} 激光与物质相互作用国家重点实验室(批准号: SKLLIM1402)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: xi_g_z@126.com

被散射的能量份额(即散射能量在总透射能量中所占的比例)就越大. 材料表面的“粗糙”程度可用其表面高度的均方根粗糙度^[11] (root-mean-square roughness, rms粗糙度, 记为 σ_{rms})来衡量. 本文重点研究经过抛光的光学表面的散射, 这类表面的rms粗糙度约在1—50 nm之间.

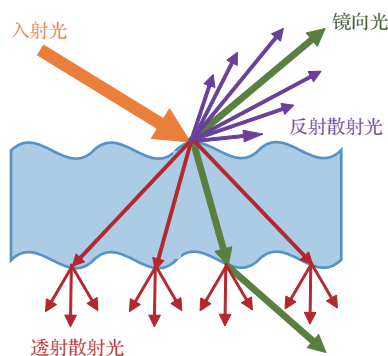


图1 (网刊彩色) 表面起伏与表面散射示意图

Fig. 1. (color online) Schematic of the surface undulation and surface scattering.

全积分散射 (total integrated scattering, TIS), 定义为透射散射功率与总透射功率的比值, 且由其与表面rms粗糙度的关系^[12], 有

$$\text{TIS} \approx \left(\frac{2\pi\Delta n\sigma_{\text{rms}}}{\lambda} \right)^2, \quad (1)$$

其中 Δn 为材料两边的折射率差. 透射光学系统按其应用谱段可分为可见光和红外光学系统, 可见光学系统通常使用的光学材料是 SiO_2 , 其折射率约为1.5, 而红外光学系统通常使用的光学材料是Ge, Si和ZnS等, 它们在红外波段的折射率约在2—4之间, 而空气的折射率近似为1, 则材料两边的折射率差约为 $\Delta n = 1$ —3. 例如本文实验中使用的光学系统的透镜材料主要为Si, 其折射率约为3.4268, 则材料两边的折射率差 $\Delta n = 2.4268$, 若取 $\Delta n = 2.4268$, $\sigma_{\text{rms}} = 50$ nm, $\lambda = 3.8$ μm , 则TIS为4.0%. 由全积分散射可知, 二阶散射能量大约只占一阶散射能量的4.0%, 且二阶散射能量分散在整个透射半球空间, 因此二阶散射对最终像面散射光斑辐照度的贡献相对一阶散射要弱很多. 为了简化, 本文仅考虑表面对光线的一阶散射.

2.2 Harvey BSDF模型

经过大量的实验测量, Harvey发现对于干净的、光滑的、各向同性的光学表面, 散射亮度具有线性平移不变性, 如图2所示.

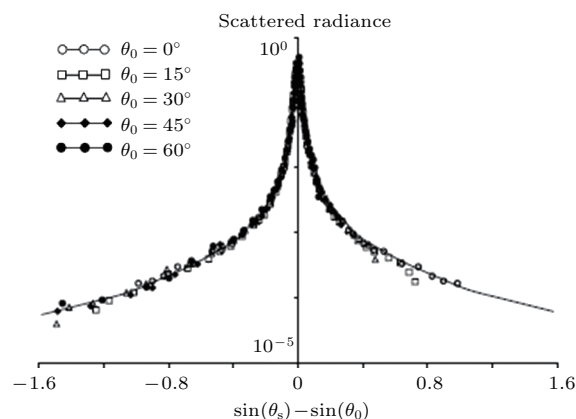


图2 散射亮度的线性平移不变性

Fig. 2. The linear shift invariance of scattered radiance.

根据上述实验现象, Harvey提出了2参数的Harvey BSDF模型. 数学上, 其可以写成如下形式^[10]:

$$\text{BSDF}(\theta_s, \theta_0) = b(100|\sin\theta_s - \sin\theta_0|)^{-t}, \quad (2)$$

其中 θ_0 是折射角, θ_s 是散射角, b 是偏离折射方向0.01 rad处的BSDF的值, t 为对数坐标系下的斜率的绝对值. 一般地, b 和 t 的值可以从实验测量得到. 对于干净的、光滑的光学表面, t 的典型取值范围为 $1 < t < 3$.

由(2)式可知, 当散射角度较小时, 即 $|\sin\theta_s - \sin\theta_0| \rightarrow 0$ 时, $\text{BSDF} \gg 1$, 显然不符合实际情况.

针对上述情况, 为了避免BSDF的数值在折射方向上变成无限大, 本文引进了一个肩下降参数 l 进行修正, 其单位为弧度(rad), 其定义为在对数坐标系下, 随着 $|\sin\theta_s - \sin\theta_0|$ 的减小, 散射模型的BSDF值从某一点处开始趋向一个常数时, 则该点的横坐标值为肩参数 l . 假定 b_0 是散射角 θ_s 等于 θ_0 时BSDF的值, 此时 b_0 应为BSDF的最大值, 令 $b_0 = b(100l)^{-t}$, 则当 $|\sin\theta_s - \sin\theta_0| \leq l$ 时, 由(2)式可知, $\text{BSDF} \geq b_0$, 与 b_0 为BSDF的最大值矛盾, 不符合实际情况.

近年来, Harvey等在将Harvey BSDF模型推广到适用于更一般的表面散射的过程中发现, 实验测量所得的表面散射的BSDF曲线与几个高斯函数之和拟合得很好^[13,14]. 因此我们也不妨假设, 当 $|\sin\theta_s - \sin\theta_0| \leq l$ 时, 即散射角度较小时, 表面散射的BSDF曲线呈指数分布, 由肩下降参数 l 的定义以及在对数坐标系下当 $|\sin\theta_s - \sin\theta_0| \gg l$ 时

BSDF 曲线的斜率的绝对值趋向 t (这里是为了与 2 参数的 Harvey BSDF 模型的 t 保持一致), 建立了散射角度较小时的高斯函数分布的 BSDF 模型, 其具体的数学形式如下:

$$\text{BSDF}(\theta_s, \theta_0) = b_0 \exp \left[-\frac{t}{2} \left(\frac{\sin \theta_s - \sin \theta_0}{l} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

比较 (2) 式和 (3) 式, 改进后的 BSDF 模型可写为

$$\text{BSDF}(\theta_s, \theta_0) = \begin{cases} b_0 \exp \left[-\frac{t}{2} \left(\frac{\sin \theta_s - \sin \theta_0}{l} \right)^2 \right], & |\sin \theta_s - \sin \theta_0| \leq l, \\ b(100 |\sin \theta_s - \sin \theta_0|)^{-t}, & |\sin \theta_s - \sin \theta_0| > l. \end{cases} \quad (4)$$

2.3 理论模型的建立

Peterson^[15] 利用 Lagrange 不变量来表示相对散射角以及使用能量守恒定律来描述散射能量传递时, 最终推导得出: 对于聚焦透射光学系统, 最终像面上由某表面的散射而产生的辐照度分布与该表面的 BSDF 成正比, 即

$$E_{si}(r) = \pi (R_{\text{ent}})^2 \bar{E}_{\text{ent}} \frac{T}{\tau_i (1 - \text{TIS}_i)} \left(\frac{NA}{n_i a_i} \right)^2 \times \text{BSDF}_i \left(NA \frac{r}{n_i a_i} \right), \quad (5)$$

其中, r 为最终像面上的点到像面中心的距离, NA 是系统的像方数值孔径, T 为系统的总透射率, τ_i 和 TIS_i 分别为第 i 表面的半球透射率和全积分散射, 入射光束的光功率为 $E = \pi(R_{\text{ent}})^2 \bar{E}_{\text{ent}}$, n_i 和 a_i 分别为入射光透过第 i 表面时的折射率和有效光束半径.

如果该系统有 n 个表面, 则表面散射在最终像面上 P 点的辐照度是所有表面散射在该处的贡献之和, 即

$$\begin{aligned} E_s(r) &= \sum_{i=1}^n E_{si}^P(r) \\ &= \pi (R_{\text{ent}})^2 \bar{E}_{\text{ent}} (NA)^2 T \\ &\quad \times \sum_{i=1}^n \frac{\text{BSDF}_i \left(NA \frac{r}{n_i a_i} \right)}{\tau_i (1 - \text{TIS}_i) (n_i a_i)^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

当入射光功率密度较大时, 散射导致的饱和区 (详见 3.3 节) 较大, 此时落在饱和区边缘的散射光的散射角相对较大, 当 $|\sin \theta_s - \sin \theta_0| > l$ 时, 由 (4) 式得

$$\text{BSDF}_i \left(NA \frac{r}{n_i a_i} \right) = b_i \left(100 \left| NA \frac{r}{n_i a_i} \right| \right)^{-t_i}, \quad (7)$$

其中 b_i 是散射角为 0.01 的 BSDF_i 的值. 假设每个表面的 BSDF_i 中的 t_i 均相等, 即 $t_i = t$, 将 (7) 式代入 (6) 式并化简, 有

$$E_s(r) = C_1 \pi (R_{\text{ent}})^2 T \bar{E}_{\text{ent}} (NA)^{2-t} r^{-t}, \quad (8)$$

$$\text{其中 } C_1 = \sum_{i=1}^n \frac{b_i 100^{-t}}{\tau_i (1 - \text{TIS}_i) (n_i a_i)^{2-t}}.$$

当入射光功率密度较小时, 散射导致的饱和区较小, 此时落在饱和区边缘的散射光的散射角相对较小, 当 $|\sin \theta_s - \sin \theta_0| \leq l$ 时, 根据 (4) 式有

$$\text{BSDF}_i \left(NA \frac{r}{n_i a_i} \right) = b_{0i} \exp \left[\frac{-t_i}{2} \left(\frac{r NA}{n_i a_i l_i} \right)^2 \right], \quad (9)$$

其中 b_{0i} 是散射角为 0 的 BSDF_i 的值. 将 (9) 式代入 (6) 式, 有

$$\begin{aligned} E_s(r) &= \pi (R_{\text{ent}})^2 \bar{E}_{\text{ent}} (NA)^2 T \\ &\quad \times \sum_{i=1}^n \frac{b_{0i}}{\tau_i (1 - \text{TIS}_i) (n_i a_i)^2} \\ &\quad \times \exp \left[\frac{-t_i}{2} \left(\frac{r NA}{n_i a_i l_i} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

由 (10) 式可知, 对于聚焦透射光学系统, 小光功率密度条件下最终像面上散射光斑的辐照度分布可以表示为 n 个高斯函数之和.

2.4 衍射的影响

研究表明, 对于理想的无像差系统, 当平行光束沿光轴满瞳入射时, 在像平面上接收到的衍射可以等效为圆形孔径的夫琅和费衍射 (本文实验中所使用透镜均为圆形透镜), 且在距离中心像点较远处的衍射光强按到几何像点距离的 3 次方衰减^[16], 具体如下:

$$\begin{aligned} E_{\text{diff}}^A(r) &\approx \frac{T \bar{E}_{\text{ent}} \pi^2 (R_{\text{ent}})^4}{\lambda^2 f^2} \frac{4}{\pi \left(\frac{2\pi R_{\text{ent}} r}{\lambda f} \right)^3} \\ &= \frac{T \bar{E}_{\text{ent}} R_{\text{ent}} f \lambda}{2\pi^2 r^3} \left(r \gg \frac{\lambda f}{2\pi R_{\text{ent}}} \right), \end{aligned} \quad (11)$$

其中, $T = \prod_{j=1}^m \tau_j (1 - \text{TIS}_j)$ 是考虑散射、吸收等损失后的总透射率, $\bar{E}_{\text{ent}}$ 为入瞳处平均入射光功率密度, R_{ent} 为入瞳半径, f 为等效焦距, λ 为入射光的波长.

令 $E_{\text{diff}}^A(r) = E_{\text{th}}$, E_{th} 表示探测器刚好出现饱和时所需要的阈值功率密度, 由 (11) 式得到由孔径衍射导致的饱和区域的面积为

$$S_{\text{diff}}^A = \pi \left(\frac{C_3}{E_{\text{th}}} \right)^{2/3} (\bar{E}_{\text{ent}})^{2/3}, \quad (12)$$

其中 $C_3 = TR_{\text{ent}}f\lambda/(2\pi^2)$. (12) 式说明由孔径衍射导致的探测器饱和区域面积 S_{diff}^A 与入射光功率密度 $\bar{E}_{\text{ent}}$ 的 $2/3$ 次方成正比. 这个关系可用来估算由孔径衍射导致的饱和区域的面积随平均入瞳功率密度的变化规律. 然而, 实验发现, 饱和区域的面积随入射光功率密度的变化不符合上述规律, 对此, 本文将在 3.3 节进行讨论.

3 实验研究

3.1 透射光学系统结构

为了验证改进的 BSDF 模型的合理性, 我们采用四透镜的光学系统开展验证性实验, 如图 3 所示, 其中四个的透镜表面采用的是相同的加工工艺, 因此我们可以近似地认为所有的光学表面拥有相同的表面粗糙度.

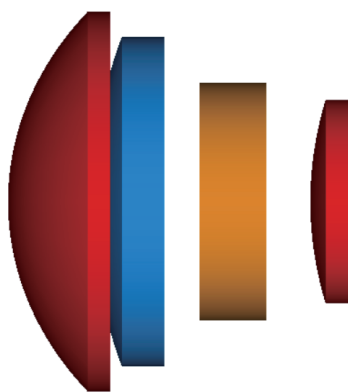


图3 (网刊彩色) 透射光学系统结构图

Fig. 3. (color online) Structure arrangements of four lens system.

3.2 实验方法

实验光路如图 4 所示. 本文采用的探测器为广泛应用于热成像、气体分析、FTIR 光谱仪、激光探

测、铁路 Hotbox、线扫描仪激光光谱仪等领域的 320×256 面阵碲镉汞中红外探测器, 其响应波段为 $3-5 \mu\text{m}$, 工作温度为 80 K. 光源选用的是 $3.8 \mu\text{m}$ 的中红外连续激光器, 经扩束后沿光轴方向满瞳入射到透射光学系统, 激光经透射光学系统的传播到达探测器表面, 在其表面形成一定的光强分布, 记为 $E(x, y)$. 探测器接收这种分布的光信号, 产生光电效应, 将光信号转换成电信号, 再经过信号处理电路的作用, 转换成图像信号 $V(x, y)$.

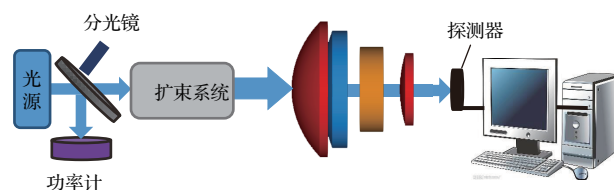


图4 实验光路示意图

Fig. 4. Schematic of the transmission optical system.

本实验主要关注激光在透射光学系统中传播时所经历的表面散射对探测器表面上的光强分布 $E(x, y)$ 的影响.

3.3 实验结果与分析

在探测器表面, 当某点的辐照度 $E(x_0, y_0)$ 大于探测器饱和阈值 E_{th} 时, 该点将会饱和, 转换成图像信号输出为明亮的白点. 图 5 给出了激光从视场内入射到透射光学系统时探测器的典型饱和图像. 图中间的近似圆形的白色区域, 其像素灰度值已经达到最大值, 故称为饱和区.

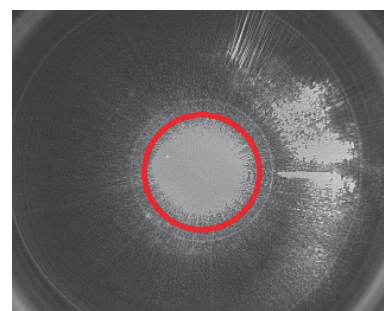


图5 (网刊彩色) 典型的焦面光斑图像

Fig. 5. (color online) Typical spot image at the focal plane.

本实验重点关注的是红色圆圈内的饱和区随入射光功率变化的规律. 通过统计红色圆圈内饱和像元的个数再乘以像元面积得到中心饱和光斑面积, 记为 S_{th} .

当入射光功率较大时, 令 $E_s(r) = E_{th}$, 代入 (8) 式得光学表面散射导致的饱和区域面积为

$$S_{th} = \pi \left(\frac{C_1 C_2}{E_{th}} \right)^{\frac{2}{t}} (E)^{\frac{2}{t}}, \quad (13)$$

其中 $C_2 = T(NA)^{2-t}$.

假设只存在衍射, 由 (12) 式可知,

$$S_{diff}^A = 0.27E^{2/3}. \quad (14)$$

当入射光功率密度较大时, 中心饱和光斑面积 S_{th} (单位: mm^2) 随入射光功率 E (单位: mW) 变化的实验结果如图 6 中的黑色数据点, 根据图 6 中的实验数据, 对比 2 参数 Harvey BSDF 模型, 可得到图 6 中蓝色曲线的数学表达式为

$$S_{th} = 1.321E^{0.85}. \quad (15)$$

对比 (13) 与 (15) 式, 可知

$$t = 2.35, \quad \pi (C_1 C_2 / E_{th})^{0.85} = 1.321.$$

由孔径衍射导致的饱和区域的面积随入射光功率的变化曲线如图 6 中的黑色曲线所示, 从图 6 给出的数据结果可以看出, 纯衍射模型给出的结果与实验数据相差很大, 因此除了衍射之外, 还存在表面散射, 且衍射远小于表面散射. 同时, 也可以看到 2 参数 Harvey BSDF 模型在描述大散射角情况下与实验数据符合得较好.

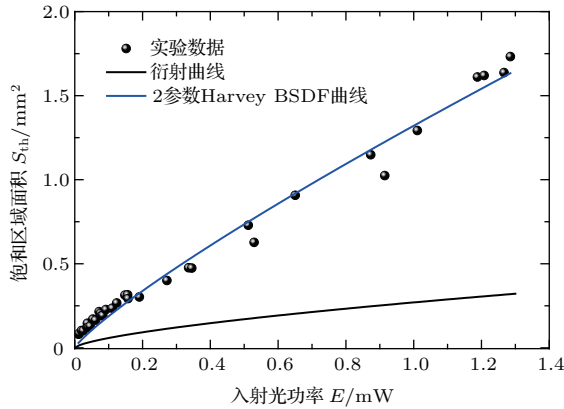


图 6 入射光功率密度较大时饱和区域面积 S_{th} 随入射光功率 E 变化

Fig. 6. The saturated area S_{th} as a function of irradiation power E in the condition of large irradiation power.

当入射光功率较小时, 由 BSDF 的互易性原理^[17], 假设每个表面 $n_i a_i l_i = l$, $t_i = t$, 代入 (10) 式, 有

$$E_s(r) = \sum_{i=1}^n E_{si}^P(r)$$

$$= C_3 E (NA)^2 T \exp \left[\frac{-t}{2} \left(\frac{r NA}{l} \right)^2 \right], \quad (16)$$

其中

$$C_3 = \sum_{i=1}^n \frac{b_{0i}}{\tau_i (1 - \text{TIS}_i) (n_i a_i)^2}.$$

令 $E_s(r) = E_{th}$, 得到由光学表面散射导致的饱和区域面积为

$$S_{th} = C_4 \left[\ln(E) + \ln \frac{C_3 T (NA)^2}{E_{th}} \right], \quad (17)$$

其中 $C_4 = \frac{2\pi l^2}{t (NA)^2}$. 由 $t = 2.35$, 得 $C_4 = 7.4 \times 10^{-3}$, $C_4 \ln \frac{C_3 T (NA)^2}{E_{th}} = 0.08$, 代入 (17) 式, 得

$$S_{th} = 7.4 \times 10^{-3} \ln(E) + 0.08. \quad (18)$$

当入射光功率密度较小时, 中心饱和光斑面积 S_{th} (单位: mm^2) 随入射光功率 E (单位: mW) 变化的实验结果如图 7 中黑色的数据点. 假设只存在衍射, 由 (14) 式可知, 由孔径衍射导致的饱和区域的面积随入射光功率的变化曲线如图 7 中黑色曲线所示, 与实验数据相差很大. 因此除了衍射之外, 还存在表面散射, 且衍射远远小于表面散射.

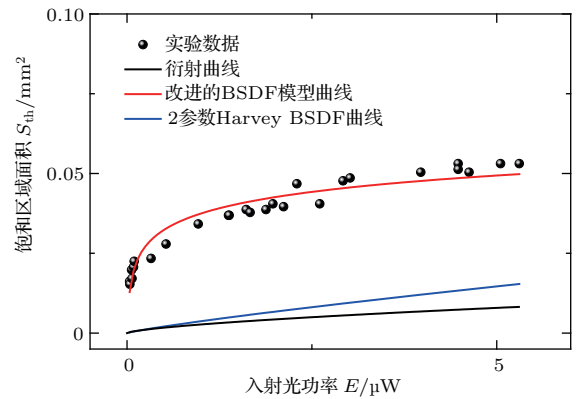


图 7 (网刊彩色) 入射光功率密度较小时饱和区域面积 S_{th} 随入射光功率 E 变化

Fig. 7. (color online) The saturated area S_{th} as a function of irradiation power E in the condition of small irradiation power.

图 7 中红色曲线和蓝色曲线分别为基于改进的 BSDF 模型推导而来的 (18) 式和基于 2 参数 Harvey BSDF 散射模型推导而来的 (15) 式在小散射角条件下饱和区域面积 S_{th} 随入射光功率 E 变化的曲线.

对比蓝色曲线与实验数据, 可以看出 2 参数 Harvey BSDF 散射模型在小散射角条件下与实验结果存在较大差距.

对比红色曲线与实验数据,可以看出改进后的 BSDF 散射模型与实验结果符合较好,从而验证了改进模型的合理性.

4 结 论

本文以 Harvey BSDF 散射理论为理论基础,在研究透射光学系统焦平面一阶散射光照度分布规律过程中发现了 2 参数 Harvey BSDF 散射理论在处理透射光学系统表面散射过程中存在的局限性,即小散射角条件下,2 参数 Harvey BSDF 散射理论并不能准确地描述光学表面材料的散射特性.随后通过引入修正参数 l ,建立小散射角条件下透射光学系统的散射理论模型,并通过实验验证了该理论模型的准确性.在小散射角条件下,利用该理论模型可以得到以下结论: 1) 最终像面散射光斑辐照度的大小随入射光功率的增加线性增大; 2) 透射光学系统中每一个相同散射性质的光学表面对最终像面散射光斑辐照度贡献可以用一个高斯函数表示; 3) 最终像面散射光斑的辐照度可以表示为 n 个高斯函数的叠加,其中 n 为透射光学系统中不同散射性质光学表面的数目.

参考文献

- [1] Jiang Y S, Nie M Y, Zhang C H, Xin C W, Hua H Q 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 024101 (in Chinese) [江月松, 聂梦瑶, 张崇辉, 辛灿伟, 华厚强 2015 物理学报 **64** 024101]
- [2] Nicodemus F E, Richmond J C, Hsia J J, Ginsberg I W, Limperis T 1977 *Geometrical Considerations and Nomenclature for Reflectance* (Washington, D.C.: National Bureau of Standards) pp7-8
- [3] Dereniak E L, Brod L G, Hubbs J E 1982 *Appl. Opt.* **21** 4421
- [4] Hu D J, Zhang Z Y, Du J L 2015 *Chin. Phys. B* **24** 104202
- [5] He Y, Wu J 1997 *Acta Opt. Sin.* **17** 1202 (in Chinese) [何毅, 吴健 1997 光学学报 **17** 1202]
- [6] Liu M, Cheng C F, Ren X R 2015 *Chin. Phys. B* **24** 094202
- [7] Fan D 2013 *Acta Opt. Sin.* **33** 267 (in Chinese) [范镛 2013 光学学报 **33** 267]
- [8] Zhang J B, Ding L, Wang Y P, Zhang L, Wu J L, Zheng H Y, Fang L 2016 *Chin. Phys. B* **25** 034201
- [9] Huang H L, Chen Z Y, Sun C Z, Liu J L, Pu J X 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 104202
- [10] Harvey J E 1976 *Ph. D. Dissertation* (Arizona: University of Arizona)
- [11] Stover J C 1990 *Optical Scattering: Measurement and Analysis* (New York: McGraw-Hill) pp23-44
- [12] Bennett H E, Porteus J O 1961 *JOSA* **51** 123
- [13] Harvey J E, Vernold C L, Krywonos A, Thompson P L 1999 *Appl. Opt.* **38** 6469
- [14] Harvey J E, Goshy J J, Pfisterer R N 2014 *Proc. SPIE* **9205** 01
- [15] Peterson G L 2004 *Proc. SPIE* **5178** 184
- [16] Sun K, Jiang H M, Cheng X A 2011 *Opt. Precision Engineering*. **19** 493 (in Chinese) [孙可, 江厚满, 程湘爱 2011 光学精密工程 **19** 493]
- [17] Veach E 1997 *Ph. D. Dissertation* (California: Stanford University)

The research on the illumination distribution law of the first-order scattered light in the focal plane of transmission optical system^{*}

Tan Nai-Yue Xu Zhong-Jie Wei Ke Zhang Yue Wang Rui[†]

(College of Opto-Electronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 16 June 2016; revised manuscript received 16 November 2016)

Abstract

With the advantages of simple structure, low-cost, large field of view, and high image quality, the transmission optical system is widely used in detection system, microscope, telescope, etc. However, the research on the illumination distribution law in the focal plane of transmission optical system is rarely reported. In this paper, this issue is studied. During the study on the first-order scattered light distribution law in the focal plane of the transmission optical system, the limitations of the two-parameter Harvey bi-directional scatter distribution function (BSDF) scattering theory are found, namely in the condition of small scattering angle, the two-parameter Harvey BSDF theory cannot accurately describe the scattering properties of the optical surface material. So the scattering model of the transmission optical system under small scattering angle is established by introducing parameter l , and the accuracy of the new theoretical model is verified experimentally. This model complements the two-parameter Harvey BSDF scattering model and broadens the application scope of the Harvey BSDF scattering model so that it can better explain the imaging law of scattered light spot in the focal plane of transmission optical system. At a small scattering angle, the conclusions can be drawn from the new theoretical model as follows. 1) The irradiance of the final image plane increases linearly with the increase of the incident optical power. 2) In the transmission optical system, the contribution of each optical surface with the same scattering properties to scattered spot irradiance in the final image plane can be expressed by a Gaussian function. 3) The irradiance of scattered spot in the final image plane can be expressed as the superposition of n Gaussian functions, where n is the number of optical surfaces with different scattering properties in the transmission optical system.

Keywords: Harvey BSDF scattering theory, transmission optical system, focal plane spot first-order surface scattering, Gaussian distribution

PACS: 42.25.Fx, 42.30.-d, 42.30.Lr

DOI: 10.7498/aps.66.044201

^{*} Project supported by the Open Basic Research of the State Key Laboratory of Laser Interaction with Matter, China (Grant No. SKLLIM1402).

[†] Corresponding author. E-mail: xi_g_z@126.com