

偏振双向衰减对光学成像系统像质影响的矢量平面波谱理论分析

张敏睿 贺正权 汪韬 田进寿

Analysis of the influence of diattenuation on optical imaging system by using the theory of vector plane wave spectrum

Zhang Min-Rui He Zheng-Quan Wang Tao Tian Jin-Shou

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 084202 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.084202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.084202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I8>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

非均匀关联随机电磁光束的产生

Generation of non-uniformly correlated stochastic electromagnetic beams

物理学报.2017, 66(5): 054212 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.054212>

基于 Pancharatnam-Berry 相位调控产生贝塞尔光束

Generation of Bessel beam by manipulating Pancharatnam-Berry phase

物理学报.2017, 66(4): 044203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.044203>

一种含时贝塞尔光束的理论性质研究

Theoretical investigation on a kind of time-dependent Bessel beam

物理学报.2016, 65(14): 144201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.144201>

光在 Metasurface 中的自旋-轨道相互作用

Spin-orbit interaction of light in metasurface

物理学报.2015, 64(24): 244202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.244202>

从 plasmon 到 nanoplasmonics-----近代光子学前沿及液晶在其动态调制中的应用

From plasmon to nanoplasmonics-the frontiers of modern photonics and the role of liquid crystals in tunable nanoplasmonics

物理学报.2015, 64(12): 124214 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124214>

偏振双向衰减对光学成像系统像质影响的 矢量平面波谱理论分析*

张敏睿^{1)2)†} 贺正权¹⁾ 汪韬¹⁾ 田进寿¹⁾

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)

(2016年10月12日收到; 2017年1月18日收到修改稿)

偏振双向衰减 (diattenuation) 是指偏振元件引入的光场传播过程中表征电矢量的两个正交偏振态的振幅变化特性. 在大部分有关偏振像差的讨论中, 聚焦光场偏振态的振幅变化对其分布的影响较小而不被重视. 但在一些大相对孔径光学系统中, 对于分束器、光调制器等有复杂平面介质结构的低透过率光学元件而言, 引入的偏振相关的振幅调制相对大得多. 本文依据矢量平面波谱理论, 建立了笛卡尔坐标系下的理想光学成像系统的矢量光学模型, 验证了与德拜矢量衍射积分的一致性. 在线偏振光入射的条件下, 对在汇聚光路中使用的光学元件的偏振双向衰减特性对成像质量的影响进行理论研究. 结果表明, 在调制传递函数的低频率处 ($v < 0.2NA/\lambda$), 这种影响是可以忽略的; 随着空间频率的增加, 光学元件的偏振双向衰减特性对成像系统调制传递函数的影响逐渐变大. 若要求调制传递函数的数值不低于衍射极限的90%, 中频处 ($0.2NA/\lambda < v < 0.8NA/\lambda$), s光和p光的透射/反射系数之比至少需要控制在 [0.63, 1.6] 的范围内; 而当 $v > 0.8NA/\lambda$ 时, 则需要控制在 [0.9, 1.11] 的范围内. 随着光学系统光轴与光学分界面法向的倾角增加, 容差范围有所放宽.

关键词: 矢量光学, 偏振像差, 调制传递函数

PACS: 42.25.-p, 42.15.Fr, 42.30.Lr, 42.79.Hp

DOI: 10.7498/aps.66.084202

1 引言

理想光学成像系统的焦平面光场分布由标量衍射理论决定, 对于波前像差和切趾函数的描述和优化是目前光学成像系统设计的主要工作之一, 像质评价的方式主要是瑞利判断、斯托列尔准则、调制传递函数等^[1]. 但是, 随着大数值孔径光刻、显微技术等新兴学科的发展, 光学系统数值孔径的增大和矢量光束的入射导致出瞳处的电场分布不再近似为单一方向, 需要用完整的矢量形式才能准确描述^[2-5]; 其次, 考虑到聚焦光场的矢量特性, 原来标量像差理论也并不能严格描述矢量传输过程中各分量变化对聚焦光场的影响. 这种由光学元件

偏振特性导致的聚焦特性变化一般称之为偏振像差^[6,7]. 由于平面波在光学分界面处的连续条件随角度变化趋势不一致, 在诸如大数值孔径光刻系统中, 边缘光线的入射角往往较大, 偏振像差的存在对其聚焦和成像特性有非常大的影响.

目前, 偏振像差的研究主要致力于大数值孔径光刻系统透镜组和膜系的优化设计, 为了准确描述琼斯光瞳各分量振幅和相位的相互关系, 所需的正交基函数和系数一般数倍于标量波像差的形式^[8-11]. 但是, 聚焦光场的振幅变化往往不具备诸如离焦、像散、慧差等用于描述波前扭曲的典型物理意义, 且在光刻成像中图形位置偏移和最佳焦面偏移等误差主要受偏振态的相位延迟 (retardance)

* 国家自然科学基金 (批准号: 11274377) 和财政部重大科研装备仪器项目 (批准号: ZDY2011-2) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: m_rzhang@163.com

的影响^[10,11]. 因此, 针对偏振像差中振幅相关的光学元件双向衰减特性对成像系统影响的研究工作相对较少. 李旻晖等^[12]计算了Debye矢量模型下特定光学增透膜所引入偏振像差对大数值孔径光学系统聚焦特性的影响, 认为增透膜所引入的s光和p光相位项差异比振幅项差异对聚焦光斑中心能量的影响稍大, 但此时光学系统聚焦光斑的半高全宽变化仅1%左右.

对于高透过率光学元件而言, 光场电矢量在传播过程中振幅衰减的数值较小, 而双向衰减特性对成像系统像质的影响一般也可以忽略. 但是, 在诸如分光结构的大相对孔径分幅成像等光学系统中, 分束器等低透过率光学元件均会引入相对较大的偏振相关的振幅调制. 尤其, 近年来为克服电真空器件体积功耗噪声大、量子效率低的缺点, 一系列用于激光雷达、空间光通信、高速成像的全固态光调制器被研制^[13-15]. 这些器件普遍具备多达百层以上平面介质结构、电极化相关的吸收特性^[16]且耦合于大相对孔径光学天线出瞳与焦平面之间对回波光信号进行直接调制. 在严格观测目标光学时间变化特性的需求下, 要求整个光调制范围内像质不能有显著变化, 如在激光雷达应用中则需进行正弦调制^[14].

Debye矢量衍射积分将光学系统的聚焦场解近似为汇聚球面波波面上的平面波包的传输叠加, 但积分中并不涉及精确的平面电磁场分布. 因此, 难以直接引入复杂的平面光学掩膜结构; 且在远离焦面处有复杂的相位因子项, 逐点求解时计算量非常大. 郭汉明等^[17]推导了笛卡尔坐标系下的任意平面电磁场在传输过程可以精确分解为沿某一特定方向分解的TE和TM矢量平面波谱且波谱中各分量相对独立. 这种方法较Debye模型更有利于在矢量光学建模中引入偏振相关的平面介质和

掩膜结构, 且可以采用快速傅里叶算法提高计算速度. 本文依据矢量平面波谱(vector plane wave spectrum, VPWS)理论^[17,18], 建立了笛卡尔坐标系下理想光学系统的矢量模型, 验证了VPWS模型与Debye矢量衍射积分的一致性; 研究了平面光学元件的s光和p光反射/透过系数的变化对光学系统汇聚光场和调制传递函数(modulation transfer function, MTF)的影响, 并给出了有关容差范围, 为相关偏振光学元件和光学系统的优化设计提供参考.

2 基本原理

2.1 数学模型

光学系统为无像差的理想系统如图1所示, 位于无穷远处的物点在光学系统入瞳平面 Σ_0 处输入一束均匀分布的平面波, 设电场矢量 $\mathbf{E}_i = [\cos\theta_i, \sin\theta_i, 0]^T$, 则光学系统出瞳平面 Σ_2 的电场分布 $\mathbf{E}(x, y, 0)$ 可以表示为

$$\mathbf{E}(x, y, 0) = \mathbf{E}_i \mathbf{T}(x, y) A_{\Sigma_2}(x, y) e^{\Delta\phi(x, y)}, \quad (1)$$

其中, (x, y, z) 为原点在光学系统出瞳平面 Σ_2 中心的笛卡尔坐标系, 光轴为沿 z 轴方向; $\Delta\phi(x, y)$, $\mathbf{T}(x, y)$ 分别为光学系统的相位变换因子^[21]和电场分量的折变关系^[2]. 由物像空间的正弦关系, Debye矢量衍射积分在出瞳球面波面 Σ_1 上引入振幅分布 $A_{\Sigma_1} = \sqrt{\cos\theta}$. 显然, 当 $\theta \rightarrow 0^\circ$ 时, $A_{\Sigma_1} \rightarrow 1$; 且 $\theta \rightarrow 90^\circ$ 时, $\Sigma_2 : dS_2 \gg \Sigma_1 : dS_1$, 设出瞳平面 Σ_2 上的振幅分布函数 A_{Σ_2} 的表达式为

$$A_{\Sigma_2} = \cos^n \theta, \quad (2)$$

其中, $\theta = \tan^{-1}(\sqrt{x^2 + y^2}/f)$.

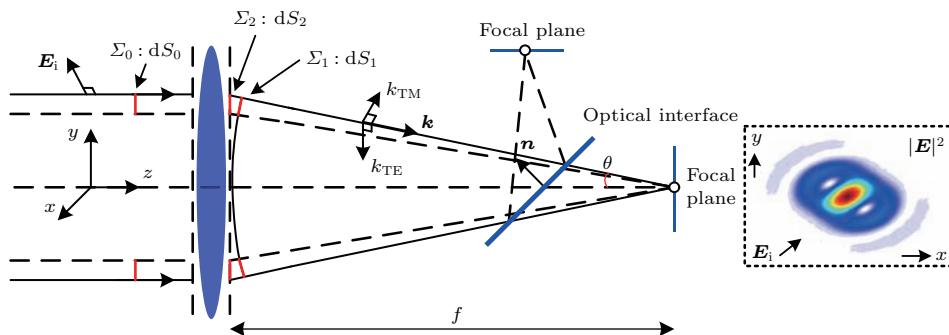


图1 (网刊彩色) 基于VPWS的成像系统矢量光学模型示意图

Fig. 1. (color online) Scheme of vector optical model of imaging system based on VPWS.

取 $\mathbf{n} = [n_x, n_y, n_z]^T$ 表示光学分界面的法向, 则平面波波矢 $\mathbf{k} = [k_x, k_y, k_z]^T$, 其电场 \mathbf{E}_k 可以表示为

$$\mathbf{E}_k = [\tilde{E}_{TE}, \tilde{E}_{TM}, \tilde{E}_k][\mathbf{n}_{TE}, \mathbf{n}_{TM}, \mathbf{k}_n]^T, \quad (3)$$

其中, \mathbf{n}_{TE} , \mathbf{n}_{TM} 和 $\mathbf{k}_n = [k_{nx}, k_{ny}, k_{nz}]^T$ 分别为 TE(s) 分量(电场方向垂直于由 \mathbf{n} 和 \mathbf{k} 决定的平面)、TM(p) 分量(磁场方向垂直于由 \mathbf{n} 和 \mathbf{k} 决定的平面)和 \mathbf{k} 的单位矢量; \tilde{E}_{TE} , \tilde{E}_{TM} , \tilde{E}_k 为各分量对应的系数.

$$\mathbf{n}_{TE}(\mathbf{k}) = \mathbf{k}_n \times \mathbf{n}, \quad (4)$$

$$\mathbf{n}_{TM}(\mathbf{k}) = \mathbf{k}_n \times \mathbf{n}_{TE}. \quad (5)$$

则距离 z 处的电场分布 $\mathbf{E}'(x, y, z)$ 可以表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'(x, y, z) &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_{TE}(\mathbf{k}) \mathbf{n}_{TE}(\mathbf{k}) \alpha_{TE}(\mathbf{k}) e^{j\phi_{TE}(\mathbf{k})} \\ &\quad \times e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z)} dk_x dk_y \\ &\quad + \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_{TM}(\mathbf{k}) \mathbf{n}_{TM}(\mathbf{k}) \alpha_{TM}(\mathbf{k}) e^{j\phi_{TM}(\mathbf{k})} \\ &\quad \times e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z)} dk_x dk_y, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\tilde{A}_{TE}(\mathbf{k}) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(x, y, 0) [\mathbf{n}_{TE}(\mathbf{k})]^T e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy, \quad (7)$$

$$\tilde{A}_{TM}(\mathbf{k}) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(x, y, 0) [\mathbf{n}_{TM}(\mathbf{k})]^T e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy, \quad (8)$$

其中, \tilde{A}_{TE} 和 \tilde{A}_{TM} 为 TE(s) 分量和 TM(p) 分量的平面波谱; α_{TE} , α_{TM} 和 ϕ_{TE} , ϕ_{TM} 分别是光学分界面引入的波矢 \mathbf{k} 相关的 TE 和 TM 分量振幅和相位附加参数. 本文仅研究因光学元件双向衰减特性导致的矢量平面波谱振幅变化对成像系统调制传递函数的影响, 取相位附加参数 $\phi(\mathbf{k}) = 0$.

当 $\theta_i = 0^\circ$ (入射光电场方向 \mathbf{E}_i 沿 x 轴) 时, 考虑沿光轴传播的光线正入射光学分界面的情况, 即 $\mathbf{n} = [0, 0, 1]^T$ 为 VPWS 分解的参考方向. 此时 $\tilde{E}_{TE} \cdot [\mathbf{n}_{TE}]^T$ 和 $\tilde{E}_{TM} \cdot [\mathbf{n}_{TM}]^T$ 的解析表达式与文献 [17, 18] 一致, 本文不再赘述. 令 $\alpha_{TE} = \alpha_{TM} = 1$, 不同数值孔径理想光学系统的 MTF 如图 2 所示. 当 $n = 1.65$ 时, (6) 式—(8) 式与 Debye 矢量衍射积分 [2,4] 的结论是严格一致的.

图 3(a) 所示光学元件的反射率曲线为一种量子限制斯塔克效应 (quantum confined stark ef-

fect, QCSE) 电吸收光调制器 [22,23], 这类器件目前主要应用于小型激光雷达和反射调制 (modulating retroreflector, MRR) 自由空间激光通信系统, 可以为光学天线所接收的信号光提供纳秒级的调制速度. 随着量子阱区域的电场强度增加 (I 约为 $0 \text{ V}/\mu\text{m}$ 和 II 约为 $8 \text{ V}/\mu\text{m}$), s, p 光的平均反射率由 90% 下降至 10%; 但是, 两个正交偏振态的反射率差异也随之变大. 当入射角为 30° 和 45° 时, s 光与 p 光反射率之比分别为 $1.93 : 1$ 和 $4.64 : 1$ ($12.9\% : 6.7\%$ 和 $11.46\% : 2.47\%$).

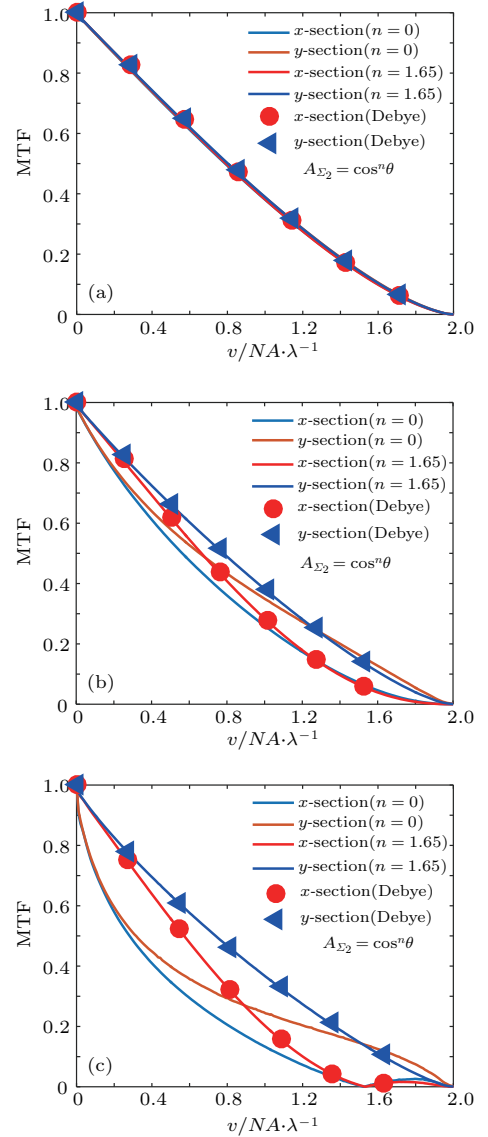


图 2 (网刊彩色) 不同数值孔径光学系统的 MTF 曲线 (Debye 模型和 VPWS 模型) (a) $NA = 0.2$; (b) $NA = 0.7$; (c) $NA = 0.9$

Fig. 2. (color online) MTF curves (Debye model and VPWS model): (a) $NA = 0.2$; (b) $NA = 0.7$; (c) $NA = 0.9$.

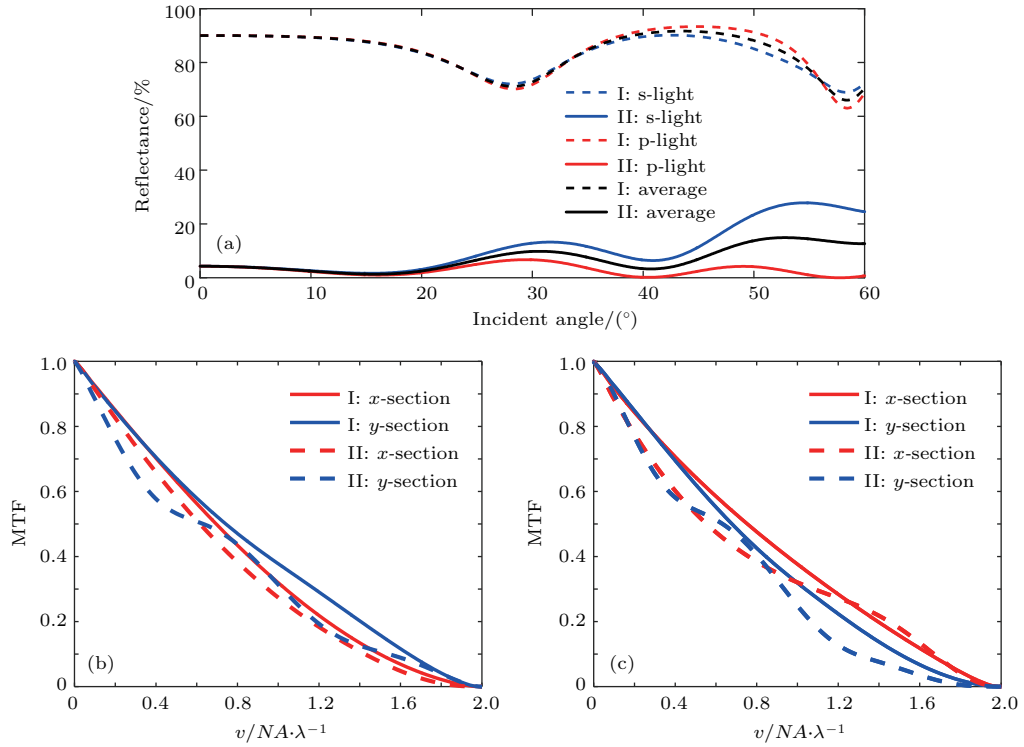


图3 (网刊彩色) (a) 不同电压偏置下光调制器反射率随入射角变化曲线(I约为0 V/μm, II约为8 V/μm), 量子阱(100 Å/80 Å GaAs/Al_{0.32}GaAs) 折射率和消光系数的计算参考文献[19, 20], 反射率曲线由TFCalc软件计算; (b) MTF曲线(θ_i = 0°); (c) MTF曲线(θ_i = 90°)

Fig. 3. (color online) (a) Reflectance of EAM with different bias (I ~ 0 V/μm, II ~ 8 V/μm). The calculation of refractive index and extinction coefficient of quantum well (100 Å/80 Å, GaAs/Al_{0.32}GaAs) refers to literature [19, 20] and the reflectance curves are derived by TFCalc; (b) MTF curves (θ_i = 0°); (c) MTF curves (θ_i = 90°).

考虑沿光轴传播的光线斜入射光学分界面的情形, $\mathbf{n} = [0, \sin \theta_n, \cos \theta_n]^T$, θ_n 为光学分界面法向 \mathbf{n} 和光轴 \hat{z} 的倾角. 根据(6)式—(8)式并引入图3(a)所示s光和p光反射率曲线, 取 $\theta_n = 30^\circ$, 数值孔径 NA 为0.5光学系统的调制传递函数如图3(b)和图3(c)所示. 当平均反射率约为90%时, 两个正交偏振态之间存在微小的反射率差异对像质是没有显著影响的; 然而随着量子阱区域电场强度增加, 光调制器平均反射率下降的同时, MTF数值产生了较大变化: 在低频处($v_y = 0.3NA/\lambda$), 如图3(b), MTF下降了15%(由0.77下降至0.66); 在高频处($v_y = 1.2NA/\lambda$), 如图3(c), MTF下降幅度达到45%(由0.22下降至0.13). 显然, 偏振光学元件的双向衰减特性会对光学系统的成像质量产生显著影响.

2.2 偏振双向衰减对成像系统像质的影响

为简化推导和排除各分量切趾函数扰动对结论的影响, 在以下讨论中 $\alpha_{TE}(\mathbf{k})$ 和 $\alpha_{TM}(\mathbf{k})$ 均

取为常数. 令 $D_\alpha = \alpha_{TE}^2/\alpha_{TM}^2$, 即引入平面介质结构的s光和p光反射/透过率之比. 虽然, D_α 并非一般所指的双向衰减比(diattenuation) D ^[6,7], 但 D_α 在以下有关光学系统像质的理论表述中相对更为直观, 两者之间的关系可以被表示为 $|D| = |1 - D_\alpha|/|1 + D_\alpha|$.

根据(6)式, $\mathbf{E}' = \alpha_{TE}\mathbf{E}'_{TE} + \alpha_{TM}\mathbf{E}'_{TM}$, \mathbf{E}'_{TE} 和 \mathbf{E}'_{TM} 分别为无偏振像差($D_\alpha = 1$)时, TE和TM波谱 \tilde{A}_{TE} 和 \tilde{A}_{TM} 在焦平面处的电场分布.

$$|\mathbf{E}'|^2 = \alpha_{TE}^2|\mathbf{E}'_{TE}|^2 + \alpha_{TM}^2|\mathbf{E}'_{TM}|^2 + 2\alpha_{TE}\alpha_{TM}\text{real}|\mathbf{E}'_{TE}\mathbf{E}'_{TM}^*|, \quad (9)$$

因此, 光学传递函数(optical transfer function, OTF)可以表示为

$$\text{OTF} = \beta_{TE}\text{OTF}_{TE} + \beta_{TM}\text{OTF}_{TM} + \beta_M M, \quad (10)$$

OTF_{TE}和OTF_{TM}为 \mathbf{E}'_{TE} 和 \mathbf{E}'_{TM} 的光学传递函数, M 为OTF_{TE}和OTF_{TM}的相关因子项.

$$\begin{aligned}
 \text{OTF}_{\text{TE}} &= \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{E}'_{\text{TE}}|^2 \exp[j2\pi(v_x + v_y)] dx dy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{E}'_{\text{TE}}|^2 dx dy}, \\
 \text{OTF}_{\text{TM}} &= \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{E}'_{\text{TM}}|^2 \exp[j2\pi(v_x + v_y)] dx dy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{E}'_{\text{TM}}|^2 dx dy}, \\
 M &= \frac{2 \iint_{-\infty}^{+\infty} \text{real}(\mathbf{E}'_{\text{TE}} \mathbf{E}'_{\text{TM}}^*) \exp[j2\pi(v_x + v_y)] dx dy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{E}'_{\text{TE}}|^2 dx dy + \iint_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{E}'_{\text{TM}}|^2 dx dy}. \quad (11)
 \end{aligned}$$

$$\text{令 } D_E = \frac{\left| \iint_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{E}'_{\text{TE}}|^2 dx dy \right|}{\left| \iint_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{E}'_{\text{TM}}|^2 dx dy \right|}, \quad D_E \text{ 为未经过光}$$

学分界面偏振双向衰减 ($D_\alpha = 1$) 的聚焦光场中 TE 波谱和 TM 波谱的能量之比. β_{TE} , β_{TM} 和 β_M 可以表示为

$$\begin{aligned}
 \beta_{\text{TE}} &= \frac{D_\alpha D_E}{D_\alpha D_E + 1}, \\
 \beta_{\text{TM}} &= \frac{1}{D_\alpha D_E + 1}, \\
 \beta_M &= \frac{\sqrt{D_\alpha}(1 + D_E)}{D_\alpha D_E + 1}. \quad (12)
 \end{aligned}$$

根据 (10) 式—(12) 式, MTF 受 D_α 影响的程度主要由 $\text{OTF}_{\text{TE}} - \text{OTF}_{\text{TM}}$ 和 M 在该频段的权重以及 β_{TE} , β_M 的取值决定. 当 $NA = 0.174$, $\theta_n = 5^\circ$ 时, 沿 x (\mathbf{E}_i 方向), y 方向的 MTF, OTF_{TM} , $\beta_{\text{TE}}(\text{OTF}_{\text{TE}} - \text{OTF}_{\text{TM}})$, $\beta_M M$ 曲线, 如图 4 所示. 中频处 $v \in [0.2NA/\lambda, 1.2NA/\lambda]$, $\beta_M M \gg \beta_{\text{TE}}(\text{OTF}_{\text{TE}} - \text{OTF}_{\text{TM}})$; 高频处 $v \in [1.4NA/\lambda,$

$2NA/\lambda]$, $\beta_M M$ 的数值小于 $\beta_{\text{TE}}(\text{OTF}_{\text{TE}} - \text{OTF}_{\text{TM}})$ 或与之相当.

根据标量光学理论, 像点中心点亮度比 (strehl ratio) 与 MTF 曲线所围总面积成正比 [11]. 但在矢量光学中, 这一点并不总是成立的. 显然, (9) 式主要依赖 α_{TE} 和 α_{TM} 各自的取值, 而 (10) 式则依赖两者的比值. 因此, 本文主要以 MTF 曲线的归一化面积 \bar{S}_{MTF} 评价光学系统成像质量.

令 $\bar{S}_{\text{MTF}} = S_{\text{MTF}}^{D_\alpha} / S_{\text{MTF}}^{D_\alpha=1}$, \bar{S}_{MTF} 为随 D_α 变化的 MTF 曲线面积 $S_{\text{MTF}}^{D_\alpha}$ 与 $D_\alpha = 1$ 时曲线面积 $S_{\text{MTF}}^{D_\alpha=1}$ 之比. 当 $NA = 0.174$, $\theta_n = 5^\circ$, $D_\alpha = 1 \setminus 0.25 \setminus 0.1$ 时, 沿 x (\mathbf{E}_i 方向), y 方向的 MTF 曲线如图 5 所示. 当 $D_\alpha = 0.25$ 时, 在光学系统截止频率范围内, 在 x 方向上 \bar{S}_{MTF} 总共下降了 5%, 在 y 方向上总共下降了 12%; 当 $D_\alpha = 0.1$ 时, 在 x 方向上 \bar{S}_{MTF} 总共下降了 13%, 在 y 方向上总共下降了 20%. 但是, MTF 的下降在 x 方向上主要集中在中低频部分, 而在 y 方向上高频部分也受到影响.

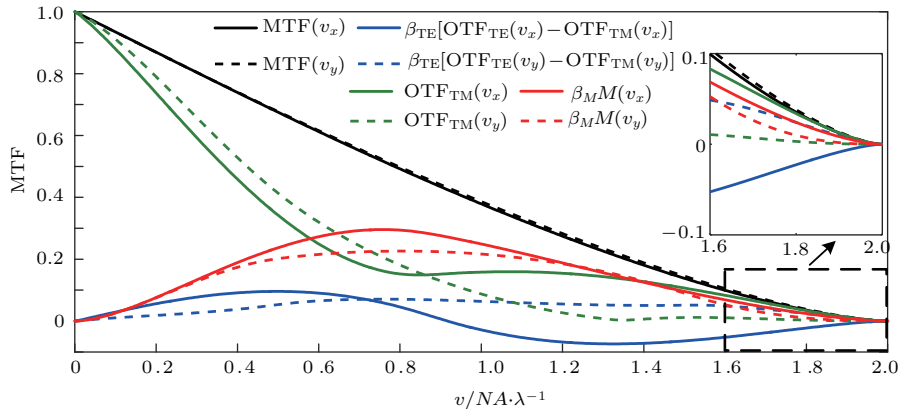


图 4 (网刊彩色) MTF 和 (10) 式中各项的曲线

Fig. 4. (color online) Curves of MTF and terms in formula (10).

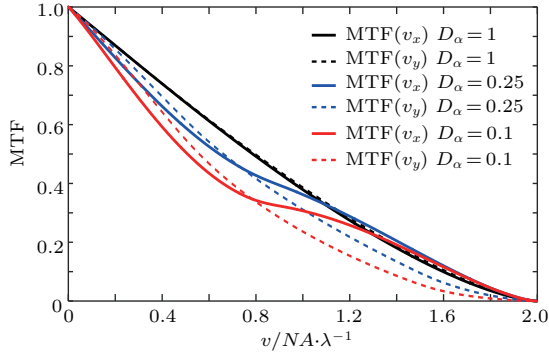

 图5 (网刊彩色) 不同 D_α 取值下的 MTF 曲线

 Fig. 5. (color online) Curves of MTF with different D_α .

忽略 (10) 式中各项的相位关系, \bar{S}_{MTF} 可以近似表示为

$$\bar{S}_{\text{MTF}} \approx \bar{S}_{\text{TM}} + \beta_{\text{TE}} \bar{S}_{\text{TE-TM}} + \beta_M \bar{S}_M, \quad (13)$$

其中, \bar{S}_{TM} , $\bar{S}_{\text{TE-TM}}$ 和 \bar{S}_M 分别为 OTF_{TM} , $\text{OTF}_{\text{TE-TM}}$ 和 M 与坐标轴所围的曲线面积与 MTF 所围曲线面积之比.

若要求 MTF 曲线的归一化面积 \bar{S}_{MTF} 不低于阈值 \bar{S}_{MTF}^T , 则 $\sqrt{D_\alpha}$ 容差上限 $\sqrt{D_\alpha^+}$ 和下限 $\sqrt{D_\alpha^-}$ 可以表示为

$$\sqrt{D_\alpha^\pm} = \left\{ \bar{S}_M(1 + D_E) \pm [S_M^2(1 + D_E)^2 \right.$$

$$\left. - 4(\bar{S}_{\text{MTF}}^T - \bar{S}_{\text{TM}} - \bar{S}_{\text{TE-TM}}) \times (\bar{S}_{\text{MTF}}^T - \bar{S}_{\text{TM}}) D_E \right]^{1/2} \right\} \times [2(\bar{S}_{\text{MTF}}^T - \bar{S}_{\text{TM}} - \bar{S}_{\text{TE-TM}}) D_E]^{-1}. \quad (14)$$

当 $NA = 0.174/0.5$, $\theta_n = 5^\circ/15^\circ$ 时, 由 (10) 式和 (13) 式得到的 \bar{S}_{MTF} 随 D_α 变化曲线, 如图 6 所示. 这表明 $\theta_n/\sin^{-1} NA$ 近似的情况下 ($\theta_n/\sin^{-1} NA \approx 0.5$), 光学元件的偏振双向衰减特性参数 D_α 的变化对像质影响的趋势也近似一致; 忽略 (10) 式中的相位项, 并不显著影响 (13) 式对于 \bar{S}_{MTF} 讨论的精度. 若要求阈值 $\bar{S}_{\text{MTF}}^T = 0.9$, 根据 (14) 式和参数 (如表 1 所列) 可得, x 方向上 $D_\alpha^{x-} = 0.146$, y 方向上 $D_\alpha^{y-} = 0.283$, 即当 $0.146 < D_\alpha < 1$ 时, $\bar{S}_{\text{MTF}}^x > 0.9$; 当 $0.283 < D_\alpha < 1$ 时, $\bar{S}_{\text{MTF}}^y > 0.9$.

 表 1 图 4 中 \bar{S}_{MTF} 的有关参数 ($D_E \approx 1.3$)

 Table 1. Relevant parameters of \bar{S}_{MTF} in Figure 4 ($D_E \approx 1.3$).

	\bar{S}_{TM}	\bar{S}_M	$\bar{S}_{\text{TE-TM}}$
x	0.634	0.356	0.02
y	0.571	0.304	0.213

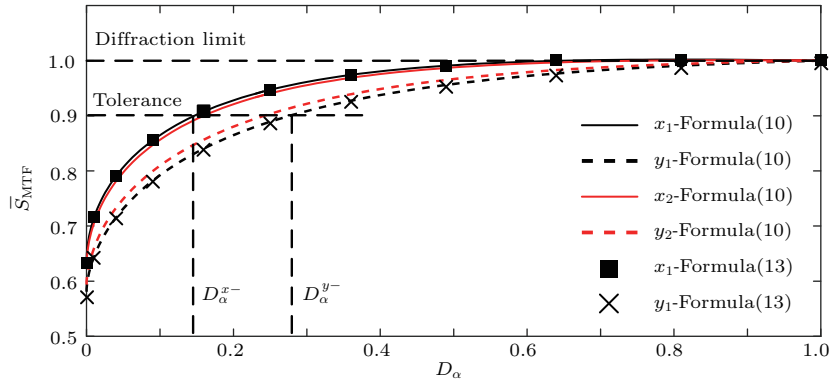

 图 6 (网刊彩色) \bar{S}_{MTF} 随 D_α 变化曲线. x_1 : x 方向 ($NA = 0.174$, $\theta_n = 5^\circ$); y_1 : y 方向 ($NA = 0.174$, $\theta_n = 5^\circ$); x_2 : x 方向 ($NA = 0.5$, $\theta_n = 15^\circ$); y_2 : y 方向 ($NA = 0.5$, $\theta_n = 15^\circ$)

 Fig. 6. (color online) Curves of \bar{S}_{MTF} changed with D_α . x_1 : x -section ($NA = 0.174$, $\theta_n = 5^\circ$); y_1 : y -section ($NA = 0.174$, $\theta_n = 5^\circ$); x_2 : x -section ($NA = 0.5$, $\theta_n = 15^\circ$); y_2 : y -section ($NA = 0.5$, $\theta_n = 15^\circ$).

3 计算与讨论

如图 7 所示, 光学系统 ($NA = 0.174$) 各空间频率区间内, 由光学分界面引入的 s 光和 p 光透过/反射系数之比的容许上下限 $\sqrt{D_\alpha^+}$, $\sqrt{D_\alpha^-}$ ($\bar{S}_{\text{MTF}}^T = 0.9$), 沿 x (\mathbf{E}_i 方向), y 方向, 随光学分界面法向倾

角 θ_n 变化的曲线. 当 $v < 0.2NA/\lambda$ 时 (图 7(a)), 仅在 x 方向上且倾角 θ_n 较大 ($\theta_n/\sin^{-1} NA > 1$) 情况下, $\sqrt{D_\alpha}$ 有约 0.1 的解, 这意味着 s 光和 p 光的透过/反射率之比 D_α 小于 0.01 才会使 MTF 在这个区间内下降至衍射极限的 90% 以下, 但这在实际应用中并不容易出现, 因此可以认为 $v < 0.2NA/\lambda$ 时, D_α 的变化对像质是没有显著影响的.

图 7(b)—图 7(d) 为在空间频率 $[0.2NA/\lambda, 0.8NA/\lambda]$ 内 $\sqrt{D_\alpha}$ 的上下限随 θ_n 变化的曲线。 $\sqrt{D_\alpha}$ 在 $[0, 1]$ 方向上随 θ_n 下降, 但变化速度相对较慢; 小角度入射的情况下 ($\theta_n/\sin^{-1} NA < 1$),

容差上限 $\sqrt{D_\alpha^+}$ 仍然存在正实数解; 当大角度入射的情况下 ($\theta_n/\sin^{-1} NA > 1$), $\sqrt{D_\alpha^+}$ 在 $[1, +\infty]$ 方向上的变化对像质没有显著影响。容差范围 $[\sqrt{D_\alpha^-}, \sqrt{D_\alpha^+}]$ 随光学分界面倾角 θ_n 的增大逐渐放

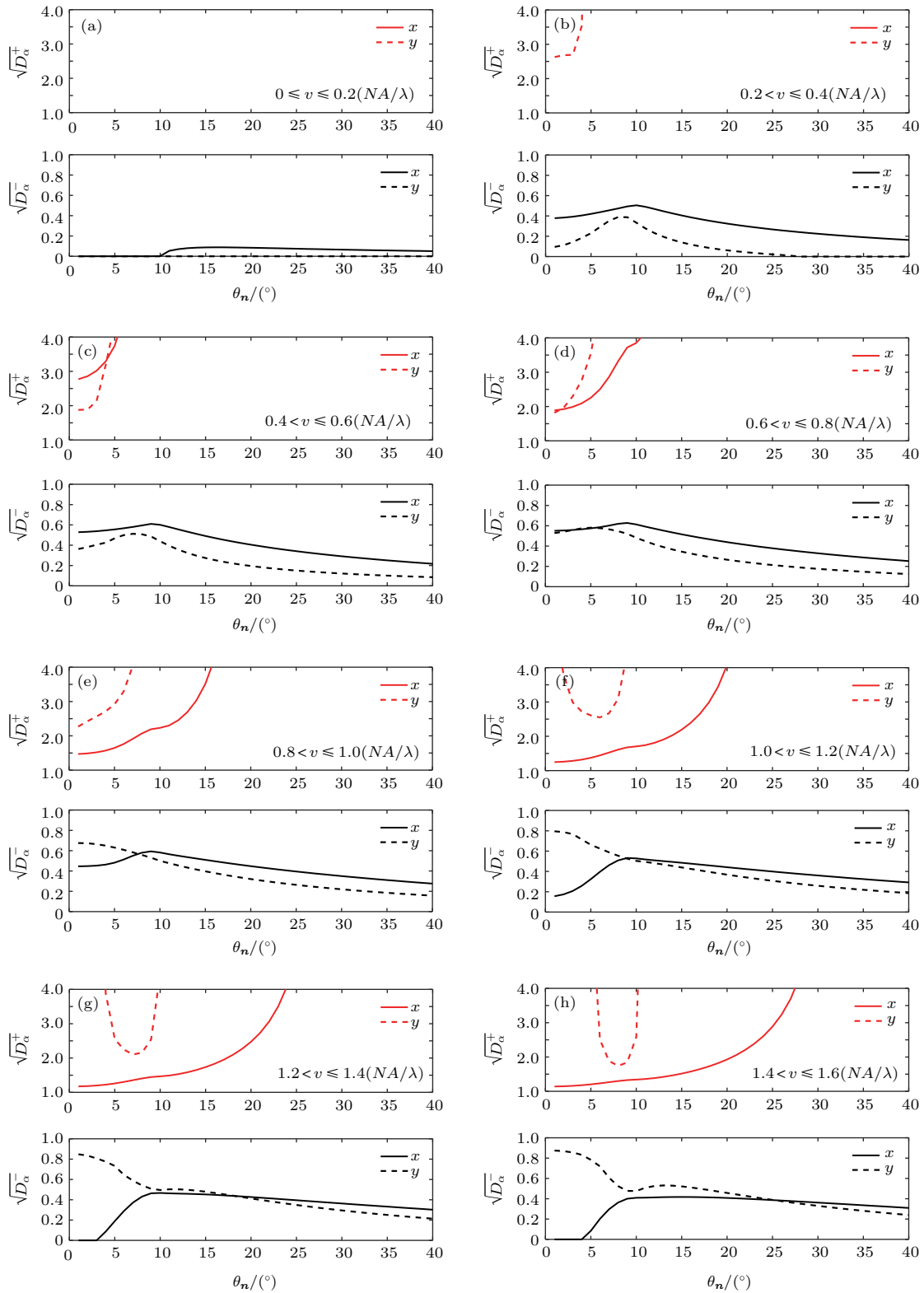


图 7 随 θ_n 变化曲线
Fig. 7. Curves of changed with θ_n .

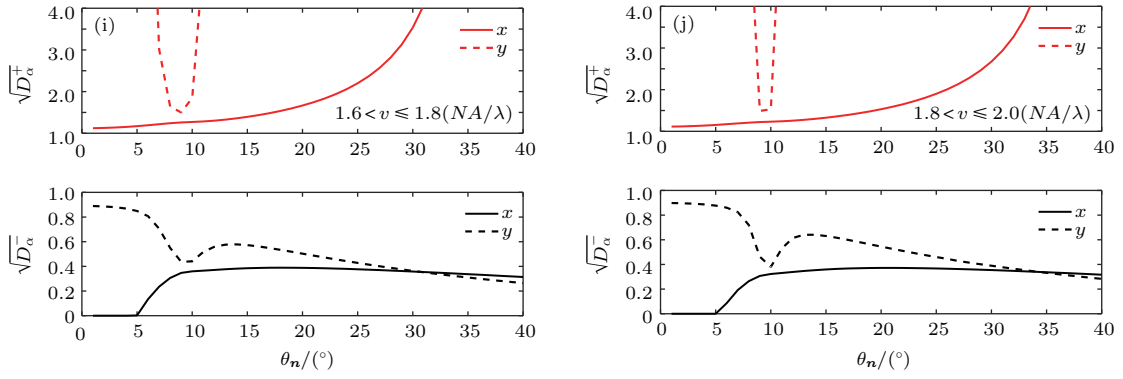


图7 随 θ_n 变化曲线(续)

Fig. 7. Curves of changed with θ_n (continued).

宽. 如图4, 在这些区间内MTF的数值变化可以认为主要是 $\beta_M \bar{S}_M$ 的贡献, 因此, $[\sqrt{D_\alpha^-}, \sqrt{D_\alpha^+}]$ 的最小范围一般可以表示为

$$\sqrt{D_\alpha^M} \in \left[\frac{1 - \sqrt{1 - (\bar{S}_{\text{MTF}}^T)^2}}{\bar{S}_{\text{MTF}}^T}, \frac{1 + \sqrt{1 - (\bar{S}_{\text{MTF}}^T)^2}}{\bar{S}_{\text{MTF}}^T} \right]. \quad (15)$$

图7(e)—图7(j)为空间频率 $[0.8NA/\lambda, 2NA/\lambda]$ 的 $\sqrt{D_\alpha^-}$ 和 $\sqrt{D_\alpha^+}$ 随 θ_n 变化的曲线. 与图7(b)—图7(d)的情况基本一致, 随着倾角 θ_n 变大, D_α 的容差范围逐渐变大; 但在 θ_n 相同的情况下, 区间 $[\sqrt{D_\alpha^-}, \sqrt{D_\alpha^+}]$ 相对更小. 显然, 若要保证高频处的MTF数值不低于阈值 \bar{S}_{MTF}^T , 则在 $[0, 1]$ 和 $[1, +\infty]$ 两个方向对 D_α 均需要有更严格的限制; 当大角度入射的情况下($\theta_n / \sin^{-1} NA > 2-3$), $\sqrt{D_\alpha^+}$ 在 $[1, +\infty]$ 方向上的变化对像质没有显著影响. 根据(11)式可知, β_{TE} 的变化速度远大于 β_M , 因此高频处的 $[\sqrt{D_\alpha^-}, \sqrt{D_\alpha^+}]$ 的最小范围一般可以近似表示为

$$\sqrt{D_\alpha^{\text{TE-TM}}} \in \left[\sqrt{\frac{\bar{S}_{\text{MTF}}^T}{2 - \bar{S}_{\text{MTF}}^T}}, \sqrt{\frac{2 - \bar{S}_{\text{MTF}}^T}{\bar{S}_{\text{MTF}}^T}} \right]. \quad (16)$$

4 结 论

本文依据VPWS理论, 建立笛卡尔坐标系下的矢量光学模型, 验证了VPWS模型与Debye模型在结论上的一致性. 根据平面波谱在光学分界面的传输特性, 将光学成像系统的MTF近似为TE分量、TM分量和相关项的线性组合, 简化了有关计算和讨论. 对光学元件的偏振双向衰减特性对光

学成像系统像质的影响进行了理论研究, 为相关光学系统的优化设计提供参考.

研究结果表明, 在 $\theta_n / \sin^{-1} NA$ 近似的情况下, 可以认为s光与p光的反射率/透射率之比 D_α 对焦平面MTF影响的趋势也基本一致. 随着光学分界面法向 \mathbf{n} 和光轴 \hat{z} 倾角 θ_n 增加, 容差范围逐渐放宽. 这表明对于平面波在光学分界面两侧连续条件而言, 减少沿特定波矢方向 \mathbf{k} 上传输时所引入的正交偏振态差异应当尽量减小入射角; 但是, 对于光学成像系统聚焦光场的平面波谱而言, 增加入射角可以减少TM(p)分量和TE(s)分量的相关性, 同时各分量能量之间的比例关系 D_E 也会随之变化, 从而达到减少光学系统聚焦特性受光学元件偏振特性影响的目的. 而两者间的权衡优化有赖于入射光波长、偏振态以及偏振元件和光学系统的具体设计方案. 例如, 在上文讨论条件下使用偏振分束器, 对于s光光路而言 D_α 一般趋于 ∞ , 如图7所示, 此时 $\theta_n / \sin^{-1} NA$ 数值应大于1—3, 否则对光学系统MTF数值有不同程度的影响.

在低频处($v < 0.2NA/\lambda$), 这种影响是可以忽略的. 随着空间分辨率的增加, MTF随 $\sqrt{D_\alpha}$ 变化的下降程度逐渐变大. 根据(15)式和(16)式, 如图7所示, 若要求MTF不低于衍射极限数值的90% ($\bar{S}_{\text{MTF}}^T = 0.9$), 则在中频处($0.2NA/\lambda < v < 0.8NA/\lambda$), $\sqrt{D_\alpha^-}$ 需要控制在 $[0.63, 1.6]$ 范围内; 在高频处($v > 0.8NA/\lambda$), 则至少需要控制在区间 $[0.9, 1.11]$ 的范围内.

参考文献

- [1] Yu D Y, Dan H Y 2000 *Engineering Optics* (Beijing: China Machine Press) p176 (in Chinese) [郁道银, 淡恒英 2000 工程光学 (北京: 机械工业出版社) 第176页]

- [2] Richards B, Wolf E 1959 *Proc R. Soc. Lon. Ser. A* **253** 358
- [3] Cooper I I J, Royle M, Sheppard C J R 2005 *Opt. Express* **13** 1066
- [4] Lindlein N, Quabis S, Peschel U, Leuchs G 2007 *Opt. Express* **15** 5827
- [5] Pang W B, Cen Z F, Li X T, Qian W, Shang H B, Xu W C 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 234202 (in Chinese) [庞武斌, 岑兆丰, 李晓彤, 钱炜, 尚红波, 徐伟才 2012 物理学报 **61** 234202]
- [6] Chipman R A 1989 *Proc. SPIE* **861** 10
- [7] Totzeck M, Graupner P, Heil T, Gohnermeier, Dittmann O, Kraemer D, Kamenov V, Ruoff J, Flagello D 2005 *Proc. SPIE* **5754** 23
- [8] Xu X R, Huang W, Xu M F 2015 *Opt. Express* **23** 27911
- [9] Xu X R, Huang W, Xu M F 2016 *Opt. Express* **24** 4906
- [10] Tu Y Y, Wang X Z, Li S K, Cao Y T 2012 *Opt. Lett.* **37** 2061
- [11] Shen L N, Li S K, Wang X Z, Yan G Y 2015 *Acta Opt. Sin.* **35** 0611003 (in Chinese) [沈丽娜, 李思坤, 王向朝, 闫观勇 2015 光学学报 **35** 0611003]
- [12] Li Y H, Hao X, Shi Z Y, Shuai S J, Wang L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 154214 (in Chinese) [李旻晖, 郝翔, 史召邑, 帅少杰, 王乐 2015 物理学报 **64** 154214]
- [13] Park Y H, Cho Y C, You J W, Park C Y, Yoon H S, Lee S H, Kwon J O, Lee S W 2012 *Proc. SPIE* **8252** 82520X
- [14] Park Y H, Cho Y C, You J W, Park C Y, Yoon H S, Lee S H, Kwon J O, Lee S W 2013 *J. Micro Nanolithogr. MEMS MOEMS* **12** 023011
- [15] Rabinovich W S, Goetz P G, Mahon R, Swingen L, Murphy J, Ferraro M, Burris H R, Moore C I, Suite M, Gilbreath G C, Binari S 2007 *Opt. Eng.* **46** 104001
- [16] Yamanishi M, Suemune I 1984 *Jpn. J. Appl. Phys.* **23** 35
- [17] Guo H M, Chen J B, Zhuang S L 2006 *Opt. Express* **14** 2095
- [18] Melamed T 2011 *J. Opt. Soc. Am. A* **28** 401
- [19] Wood T H 1988 *J. Lightwave Technol.* **6** 743
- [20] Kan Y, Nagai H, Yamanishi M, Suemune I 1988 *IEEE J. Quantum Electron.* **23** 2167
- [21] Goodman 1968 *Introduction to Fourier Optics* (New York: McGraw-Hill) p98
- [22] Na B H, Ju G W, Choi H J, Cho Chul Yong, Park Y H, Park C Y, Lee Y T 2012 *Opt. Express* **20** 19511
- [23] Na B H, Ju G W, Choi H J, Cho Y C, Park Y H, Lee Y T 2012 *Opt. Express* **20** 6003

Analysis of the influence of diattenuation on optical imaging system by using the theory of vector plane wave spectrum*

Zhang Min-Rui^{1)2)†} He Zheng-Quan¹⁾ Wang Tao¹⁾ Tian Jin-Shou¹⁾

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

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

(Received 12 October 2016; revised manuscript received 18 January 2017)

Abstract

In most of the researches of polarization aberration, the influence of diattenuation is not large enough to affect imaging quality evidently. However, the modulation transfer function decreases when optical elements with complex planar dielectric structures and low transmittance, such as beam-splitter and optical modulator, are introduced into an imaging system. In this paper, a vector optical model in Descartes coordinate system is proposed based on the concept of vector plane wave spectrum (VPWS). The results of calculation show that the VPWS model is consistent with Debye model. Compared with Debye vector diffraction integral, the VPWS method is more suitable to the description of the PA introduced by planar optical device with opaque mask, such as larger surface quantum-confined-stark-effect electro-absorption modulator, which is used to modulate the light collected by optical antenna of time-of-flight (TOF) depth system or modulating-retroreflector free-space-optical communication system. In order to simplify the calculation and obtain the conclusion of the change in imaging quality directly, the formula of optical transfer function is decomposed into three parts (TE component, TM component and the correlation of them) instead of polynomial expansion of pupil function. The influences of diattenuation on MTF is studied globally and locally in a range of cut-off frequency of optical imaging system ($2NA/\lambda$). Allowance of diattenuation is analysed by numerical calculation, and a mathematical expression is derived. The result shows that the change of diattenuation can be neglected when the spatial frequency v is less than $0.2NA/\lambda$, and the range of allowance decreases with the increase of spatial frequency. According to numerical calculation shown in Fig. 7 and the derived formulas (15) and (16), the ratios of reflection/transmission coefficient of s-light and p-light $\sqrt{D_\alpha}$ should range respectively from 0.63 to 1.6 ($0.2NA/\lambda < v < 0.8NA/\lambda$) and from 0.9 to 1.11 ($v > 0.8NA/\lambda$) when the MTF is required to be not less than 90% of the value in ideal diffraction-limited system. The range of allowance becomes larger gradually with the increase of angle θ_n between the normal of optical interface \mathbf{n} and the optical axis of imaging system \hat{z} . If a polarization beam splitter is considered, $\sqrt{D_\alpha} \rightarrow \infty$, $\theta_n/\sin^{-1} NA$ should be greater than 1–3.

Keywords: vector optics, polarization aberration, modulation transfer function

PACS: 42.25.-p, 42.15.Fr, 42.30.Lr, 42.79.Hp

DOI: 10.7498/aps.66.084202

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.11274377) and the State Major Research Equipment Project, China (Grant No. ZDY2011-2).

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