

基于全链路改进偏振蒙特卡罗仿真的水下光传输特性分析

胡浩丰 韩泽雄 黄一钊 翟京生 李校博

Analysis of underwater light transmission characteristics based on full-link improved polarized Monte Carlo simulation

HU Haofeng, HAN Zexiong, HUANG Yizhao, ZHAI Jingsheng, LI Xiaobo

引用本文:

胡浩丰, 韩泽雄, 黄一钊, 等. 基于全链路改进偏振蒙特卡罗仿真的水下光传输特性分析[J]. 应用光学, 2026, 47(1): 37–50. DOI: 10.5768/JAO202647.0101005

HU Haofeng, HAN Zexiong, HUANG Yizhao, et al. Analysis of underwater light transmission characteristics based on full-link improved polarized Monte Carlo simulation[J]. Journal of Applied Optics, 2026, 47(1): 37–50. DOI: 10.5768/JAO202647.0101005

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.5768/JAO202647.0101005>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

水下光场的蒙特卡罗法求解

Monte Carlo method for solving underwater light field

应用光学. 2023, 44(2): 268–274 <https://doi.org/10.5768/JAO202344.0201005>

降雨环境中激光偏振传输特性仿真方法

Simulation method for laser polarization transmission characteristics in rainfall environment

应用光学. 2025, 46(1): 210–216 <https://doi.org/10.5768/JAO202546.0107003>

太赫兹源发散角测量技术研究

Research on divergence angle measurement technique of terahertz sources

应用光学. 2021, 42(3): 499–503 <https://doi.org/10.5768/JAO202142.0303001>

基于主动照明调制的水下偏振成像方法

Underwater polarization imaging method based on active illumination modulation

应用光学. 2024, 45(6): 1189–1196 <https://doi.org/10.5768/JAO202445.0602003>

折反式激光粒度测量方法

Refract-reflect laser particle size measurement method

应用光学. 2024, 45(1): 215–220 <https://doi.org/10.5768/JAO202445.0107003>

一种分焦平面偏振成像系统光源标定方法

Light source calibration for divided focal plane polarization imaging system

应用光学. 2022, 43(5): 967–972 <https://doi.org/10.5768/JAO202243.0503006>



关注微信公众号, 获得更多资讯信息

文章编号: 1002-2082 (2026) 01-0037-14

引用格式: 胡浩丰, 韩泽雄, 黄一钊, 等. 基于全链路改进偏振蒙特卡罗仿真的水下光传输特性分析 [J]. 应用光学, 2026, 47(1): 37-50.

HU Haofeng, HAN Zexiong, HUANG Yizhao, et al. Analysis of underwater light transmission characteristics based on full-link improved polarized Monte Carlo simulation[J]. Journal of Applied Optics, 2026, 47(1): 37-50.



在线阅读

基于全链路改进偏振蒙特卡罗仿真的水下光传输特性分析

胡浩丰^{1,2}, 韩泽雄¹, 黄一钊¹, 翟京生², 李校博²

(1. 天津大学 精密仪器与光电子工程学院, 天津 300072; 2. 天津大学 海洋科学与技术学院, 天津 300072)

摘 要: 偏振光及其成像技术在水下探测领域具有广泛应用, 特别是针对散射水体下的清晰成像问题, 具有独特的优势。由于水体的吸收和散射粒子的散射效应, 水下成像环境中自然光线较弱, 需要依靠主动照明来获取高质量图像, 然而光源发散角的大小直接影响了照明光场的强度和偏振分布, 影响着成像质量的高低, 传统的偏振蒙特卡罗模型模拟水下光源照明时忽略了光源发散角特征, 且对偏振特性的记录存在误差。为此, 针对传统偏振蒙特卡罗模型从参考子午面的构建方式、光子初始化方式到光子的追踪解算及光子的探测接收进行了全链路的改进。基于改进后的模型, 分别在均匀光源照明和高斯光源照明条件下, 探究了光源发散角及传输距离对偏振光水下传输特性的影响, 进一步仿真分析了光源发散角及传输距离对不同成像方式和图像算法的作用, 并设计了水下成像方式进行实验验证。实验结果表明: 在不同入射光偏振态及不同散射粒子尺寸条件下, 减小主动照明光源的发散角, 有利于区分成像目标光与背景杂散光的偏振特性差异, 提升成像对比度, 抑制噪声干扰。提出的全链路偏振蒙特卡罗模型及数值研究, 可为水下成像探测中主动照明光源的设计提供重要的数值参考和理论支撑。

关键词: 散射; 偏振蒙特卡罗; 面光源; 主动照明; 发散角

中图分类号: TN201

文献标志码: A

DOI: 10.5768/JAO202647.0101005

Analysis of underwater light transmission characteristics based on full-link improved polarized Monte Carlo simulation

HU Haofeng^{1,2}, HAN Zexiong¹, HUANG Yizhao¹, ZHAI Jingsheng², LI Xiaobo²

(1. School of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China;

2. School of Marine Science and Technology, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

Abstract: Polarized light and its imaging technologies are widely used in underwater detection, offering unique advantages for clear imaging in scattering water environments. Due to absorption and particle scattering in water, natural light is weak in underwater conditions, requiring active illumination to achieve high-quality imaging. The divergence angle of the light source significantly affects the intensity and polarization distribution of the illumination field, thereby influencing imaging quality. Traditional polarized Monte Carlo models often overlook the characteristics of light source divergence angles and introduce errors in recording

收稿日期: 2024-10-23; 修回日期: 2024-12-16

基金项目: 国家重点研发计划项目 (2023YFC3108500); 国家自然科学基金 (62205243, 62075161); 天津市自然科学基金 (23JCQNJC01890)

第一作者: 胡浩丰, E-mail: haofeng_hu@tju.edu.cn

通信作者: 李校博, E-mail: lixiaobo@tju.edu.cn

polarization properties. To address this, this study introduces comprehensive improvements to the traditional polarized Monte Carlo model, including the construction of the reference meridional plane, photon initialization methods, photon tracking calculations, and photon detection processes. Using the improved model, the effects of light source divergence angle and transmission distance on the underwater transmission characteristics of polarized light were investigated under uniform and Gaussian illumination conditions. Further simulations analyzed the impact of divergence angles and transmission distances on different imaging methods and image processing algorithms, followed by experimental validation in underwater imaging. The results show that reducing the divergence angle of active illumination light sources enhances the contrast between imaging targets and background stray light by leveraging differences in polarization characteristics, improves imaging contrast, and suppresses noise interference. The proposed full-chain polarized Monte Carlo model and numerical studies provide valuable guidance and theoretical support for the design of active light sources in underwater imaging detection.

Key words: scattering; polarization Monte Carlo; area light source; active illumination; divergence angle

引言

由于水体中悬浮颗粒及小分子物质的影响,光在其传播路径上被吸收或散射,导致水下光学成像技术存在严重的“帷幔效应”^[1-2]。由于目标物体和背景散射光之间存在偏振差异,因此,基于偏振光学的水下成像及复原技术可有效抑制背向散射光,有助于提取目标光信息,并提升水下成像的质量。基于偏振光学的水下成像算法高度依赖偏振参数的解算,不同的成像环境造成的偏振参数差异亦会影响此类算法的成像效果^[3-5]。因此,深入探究偏振光在散射介质中的传输特性,对水下偏振成像技术的提升具有实际意义。然而,水下环境中偏振光的传输特性很难得到精确的解析解^[6]。为此,偏振蒙特卡罗(polarization Monte Carlo, PMC)模型^[7]被提出,并广泛用于水下散射环境的传输规律以及成像规律探究。PMC模型的核心思想是,模拟散射环境中光子与粒子不断碰撞并被吸收和散射的过程,通过不断循环光子单次散射过程,统计大量光子的传输特性,实现光在水下传输过程的仿真。

在水下散射环境中,通常采用高准直的均匀面光源或高斯光源作为主动照明光源^[8],发散角作为光源的重要参数,影响光束的覆盖范围和照明均匀性。较小的发散角提供集中的光束,有助于提高局部成像分辨率,但范围有限;较大的发散角能够覆盖更大的区域,但照明强度和均匀性会下降。在仿真过程中,发散角的大小会直接影响光抵达探测平面后的强度和偏振分布,影响光子的统计规律。然而,目前基于PMC探究散射体系的

偏振特性时,光子发射包括从一点发射(点光源)和从一个平面发射(面光源)两种情况,由于参考子午面的限制^[7],光子发射的初始方向不具备发散角特征。例如,VAN DER LAAN J D等^[9-11]在模拟点光源基础上探究圆偏及线偏在不同介质条件下前向散射与背向散射的保偏性;SHEN F等^[12]在模拟点光源基础上探究线偏与圆偏光的退偏度与不同粒径分布之间的关系;宋强等^[13]在模拟点光源基础上将散射粒子类型变为水中气泡,研究气泡环境的辐射传输特性;张肃等^[14]在模拟点光源基础上探究散射介质为非均匀烟雾环境下线偏及圆偏光的保偏特性。TAO Q等^[15]研究面光源入射时散射介质的穆勒矩阵,提出了基于偏振恢复的浑浊介质成像方法;LI H等^[16]在模拟均匀面光源基础上,研究粒径对水下主动偏振成像反射目标的影响机制。在上述仿真研究中,光子均沿同一方向发射,未考虑光源发散角对光子传播路径及偏振特性的影响,导致探测平面所接收光子的分布特征未能准确反映实际情况。因此,为了更准确地模拟和研究水下成像中偏振光的传输规律,有必要引入光源发散角,使得仿真模型更全面地反映光在实际水下环境中的复杂传播行为,对水下偏振成像技术的发展具有重要意义。

此外,PMC模型借助参考子午面来表示光子的偏振方向,该参考平面会随光子运动方向改变不断变换,当光子抵达探测平面时,确保光子参考子午面与探测平面参考相同^[17],实现光子偏振特性的准确接收。在水下散射环境中,光子可能从任意角度入射至探测平面,传统PMC模型对斜入射光子

的探测接收过程无法保证光子与探测平面的参考子午面完全一致, 故对光子的探测记录存在误差。

为了引入光源发散角特征修正探测平面对光子接收的误差, 在传统 PMC 模型的基础上, 从参考子午面的构建方式、光子初始化方式、光子的追踪解算以及光子的探测接收进行了全链路的改进。具体包括: 定义新的参考子午面, 初始化呈均匀分布或高斯分布的光子空间位置, 为光子的发射添加发散角特征, 解算新参考子午面条件下光子运动的追踪方式, 提出适用于任意角度入射的线偏和圆偏光的接收策略。基于改进后的模型, 本文探究了不同距离条件下光源发散角对水下偏振传输特性的影响, 分析主动照明条件下不同发散角及距离对成像对比度的影响, 然后进一步探究了发散角对不同成像算法的作用, 同时, 针对不同浑浊条件及不同发散角条件进行了成像实验。

实验结果表明, 所提方法对水下偏振成像技术中偏振传输特性的研究和偏振成像系统的改进具有实际意义。

1 偏振蒙特卡罗模型全链路改进

在 PMC 模型中, 单个光子被认为是瞬时的“独立光流”^[18], 通过选取特定参考子午面, 可以追踪记录每个光子的偏振方向。传统的参考子午面选取方式会导致光子初始化时, 无法准确表示具有发散特征光子的偏振特性。本文从改变参考子午面选取方式开始, 对传统 PMC 模型进行全链路改进, 改进的偏振蒙特卡罗流程图如图 1 所示。

光子以面光源形式入射, 且具备发散角特征, 经吸收和散射作用, 光子状态的追踪记录方式均需重新解算, 最终, 对落在探测平面的光子接收记录, 用于统计水下散射环境的传输规律。

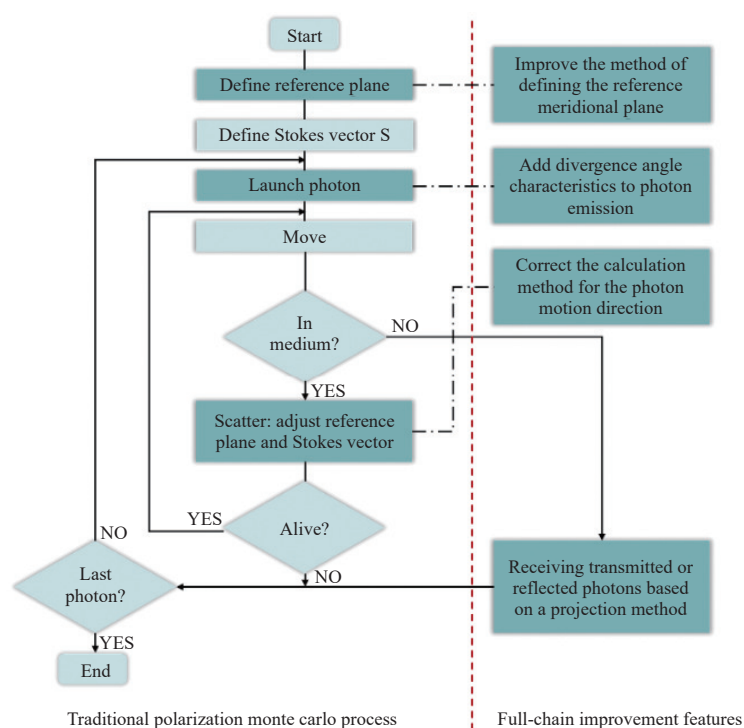


图 1 改进的偏振蒙特卡罗流程图

Fig. 1 Flowchart of improved polarization Monte Carlo

1.1 选定参考子午面

在 PMC 模型中, 斯托克斯矢量通常用于表示光子的偏振特性。参考子午面示意图如图 2 所示。图 2(a) 中, XOY 面为光子发射面, 定义 X 轴方向为 0°线偏方向。当光子不沿 Z 轴而以 U_1 方向发射时, 传统模型选取 AOD 面为参考子午面, 偏振

分量 E_0 平行于参考子午面, 且光子偏振态分量 E_0 、 E_{90} 与 U_1 成右手螺旋关系。若光子初始的斯托克斯矢量为 $[1, 1, 0, 0]^T$, 表示光子偏振方向平行于 E_0 方向, 但是 E_0 方向与 0°线偏方向并不一致, 故基于传统参考子午面无法准确表示发散光子的偏振特性。

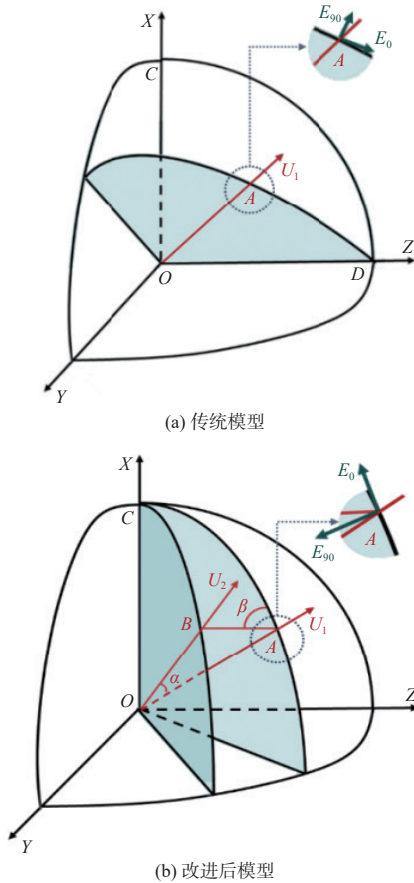


图 2 参考子午面示意图

Fig. 2 Diagram of reference meridional plane

有别于传统 PMC 方法, 本文以光子运动方向和 X 轴方向所构成平面作为新的参考子午面, 如图 2(b) 所示。在坐标系中定义 X 轴方向为 0° 线偏方向, XOY 面为光子发射面, U_1 为光子发射方向, 参考子午面为 AOC 面。当斯托克斯矢量为 $[1, 1, 0, 0]^T$ 时, 振动方向平行于 E_0 方向, 该方向与光子发射面的投影平行于 X 轴, 故具备发散角特征的光子发射时, 其偏振特性可以准确表达。图 2(b) 中 U_2 为散射后光子的运动方向, 参考子午面为 BOC 面, 散射平面为 AOB 面, 散射后光子的偏振特性依赖于新的参考子午面。

1.2 光子初始化

模拟水下偏振成像常用的面光源为高斯光源和均匀面光源, 光子初始化包括对面光源强度分布和光源发散角特征的初始化。模型中单个光子的初始能量均相同, 故可利用光子空间位置分布表示强度分布。对于高斯光源, 在光子发射面上的强度分布呈现高斯分布^[19], 即中央位置光子数量多, 向外逐渐衰减。若以束腰位置作为光子发射平面, 则光子发射面的强度分布为

$$I(x, y) = I_0 \exp\left(\frac{-2(x^2 + y^2)}{w_0^2}\right) \quad (1)$$

式中: (x, y) 代表空间位置; I_0 为峰值强度; w_0 为光子发射面的束腰宽度。结合式 (1), 采用拒绝方法^[20]生成全部光子的空间位置。拒绝方法的核心思想是利用概率分布函数, 使得大量随机事件的结果符合概率分布, 需要不断循环如下步骤: 在 $[-w_0, w_0] \times [-w_0, w_0]$ 内, 随机取两组点坐标 (x_1, y_1) 和 (x_2, y_2) , 分别代入式 (1) 后比较所得 I 的大小, 较大值对应的坐标代表一个光子的空间位置。

光源的发散角特征通过定义光子的发射方向来实现。设光子发射的初始方向余弦为

$$\begin{cases} u_{x1} = \sin\theta \cos\varphi \\ u_{y1} = \sin\theta \sin\varphi \\ u_{z1} = \cos\theta \end{cases} \quad (2)$$

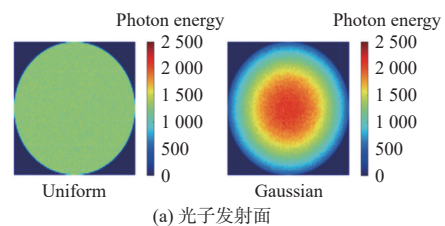
式中: 光子发散仰角 θ 在 $[-\theta_0, \theta_0]$ 上均匀分布, θ_0 为高斯光束远场半发散角^[19]; 方位角 φ 在 $(0, 2\pi]$ 上均匀分布。此外, 通过斯托克斯矢量可以定义光子的偏振特性, 如 $[1, 1, 0, 0]^T$ 代表 0° 线偏光, $[1, 0, 0, 1]^T$ 代表右旋圆偏光。

对于均匀面光源, 强度分布在光子发射面是均匀的。以初始化圆形面光源为例, 设其光源半径为 w_1 , 在 $[-w_1, w_1] \times [-w_1, w_1]$ 内取一组点坐标 (x_3, y_3) , 代入式 (3) 进行判断:

$$\sqrt{x^2 + y^2} \leq w_1 \quad (3)$$

若满足式 (3) 条件, 则该坐标可代表一个光子的空间位置, 不断循环生成全部光子位置。均匀面光源的发散角特征及偏振特性定义方式与高斯光源一致。

设发射光子总数为 1×10^7 , 单个光子能量视作单位 1, 光源发散角为 20 mrad , 面光源直径为 3 mm , 不经散射作用, 光子抵达探测平面后的强度分布如图 3 所示。从图 3 可以看出, 具备发散角的均匀面光源在光子发射面的强度分布是均匀的, 经传输后, 探测面的强度分布不再均匀, 中央位置强度高, 向外逐渐衰减, 该特点同文献 [21] 中所得结果相一致。对于高斯光源, 同样条件下探测平面中央位置强度更高, 向四周衰减也更快。



(a) 光子发射面

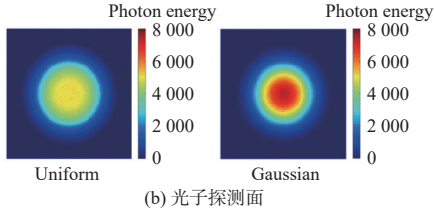


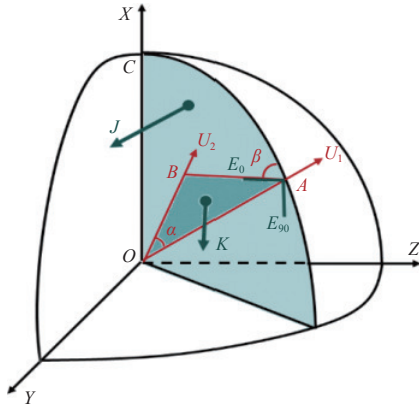
图3 均匀面光源与高斯光源仿真结果

Fig. 3 Simulation results of uniform and Gaussian surface light sources

1.3 光子运动追踪

光子发射后,依据运动路径的不同分为弹道光子和散射光子,弹道光子直接入射到探测平面上,散射光子与粒子相互作用,经散射后运动方向、斯托克斯矢量均会发生改变。光子每次运动的距离由光子在散射介质中的平均自由程确定^[7],平均自由程 $l = 1 / (\mu_s + \mu_a)$, μ_s 和 μ_a 分别为散射系数和吸收系数。

新参考子午面条件下,光子散射后的方向余弦需重新解算。参数求解示意图如图4所示。图4(a)中, AOC 面为参考子午面, AOB 面为散射平面,向量 $U_1 = (u_x, u_y, u_z)^T$ 和 $U_2 = (u'_x, u'_y, u'_z)^T$ 分别为散射



(a) 方向余弦求解示意图

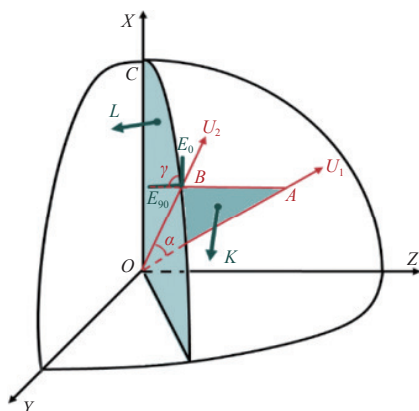
(b) 旋转角 γ 求解

图4 参数求解示意图

Fig. 4 Diagram of parameter calculation

前后的方向向量,向量 J 和 K 分别为 AOC 面和 AOB 面的法向量,向量 E_0 和 E_{90} 为散射平面的偏振分量,角 α 和 β 分别为散射角和旋转角。

基于上述向量及角度的空间几何关系,解算散射前后的方向向量变换如下:

$$\begin{cases} u'_x = \pm \sqrt{1-u_x^2} \sin \alpha \cos \beta \pm u_x \cos \alpha \\ u'_y = \sin \alpha (u_z \sin \beta \pm (-u_y u_x \cos \beta)) / \sqrt{1-u_x^2} \pm u_y \cos \alpha \\ u'_z = \sin \alpha (u_y \sin \beta \pm u_z u_x \cos \beta) / \sqrt{1-u_x^2} \pm u_z \cos \alpha \end{cases} \quad (4)$$

式中: α 和 β 的取值基于拒绝方法和球形粒子的散射相位函数决定^[7], α 取值范围为 $(0, \pi]$, β 取值范围为 $(0, 2\pi]$ 。当向量 J 和 K 的内积正负同 β 的余弦值正负相同时,式(4)中每个计算式的第1个正负号均取正,反之为负;当向量 U_1 和 U_2 的内积同 α 的余弦值正负相同时,式(4)中每个计算式的第2个正负号均取正,反之为负。

此外,散射平面到参考子午面的旋转角 γ 也需重新解算,如图4(b)所示,向量 L 为新参考子午面 BOC 的法向量, γ 为向量 K 与向量 L 的夹角。 γ 计算公式为

$$\gamma = \frac{-u_x \pm u'_x \cos \alpha}{\pm \sqrt{(1 - \cos^2 \alpha)(1 - u_x^2)}} \quad (5)$$

式中:分子部分的正负号同式(4)中每个计算式的第2个正负号取法一致;分母部分的正负号同 β 有关,当 β 属于 $(0, \pi]$ 时,取正号,当 β 属于 $(\pi, 2\pi]$ 时,取负号。

1.4 光子接收

由于单个光子被认为是瞬时的“独立光流”,具备偏振特性,故光子入射到探测面时,将光子的振动方向沿入射方向投影到探测面上,此时探测面上投影的斯托克斯矢量即可表征光子被接收时的偏振特性。基于此,分别设计针对线偏光和椭圆偏光的接收策略,如图5所示。

图5(a)中,当入射到探测器的光子呈线性偏振时,向量 U 为光子入射的方向向量,向量 V 为光子空间振动的方向向量,即偏振方向,向量 $r = (r_1, r_2, r_3)^T$ 为向量 U 和 V 所构成平面的法向量, φ_0 为振动方向同偏振分量 E_0 的夹角,向量 P 为光子振动方向 V 沿方向 U 在探测面 XOY 上投影的方向向量, φ_1 为投影与 X 轴夹角, φ_0 和 φ_1 的取值范围为 $(0, \pi]$ 。

设光子入射到探测器前和被探测记录的斯托克斯矢量分别为 $S = [s_0, s_1, s_2, s_3]^T$ 和 S' , X 轴的方向

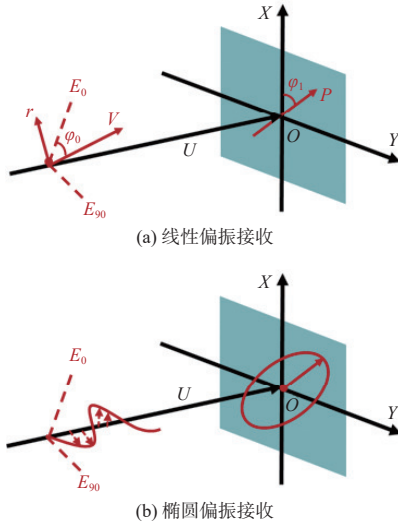


图5 探测平面示意图

Fig. 5 Schematic of detection plane

向量用 $\mathbf{i} = (1, 0, 0)^T$ 表示, 求解可得^[22]:

$$\begin{cases} \varphi_0 = \cos^{-1} \left(\pm \sqrt{\frac{s_1}{2\sqrt{s_1^2 + s_2^2}} + \frac{1}{2}} \right) \\ V = \cos \varphi_0 \frac{(U \times i) \times U}{|(U \times i) \times U|} + \sin \varphi_0 \frac{U \times i}{|U \times i|} \\ r = \frac{V \times U}{|V \times U|} \end{cases} \quad (6)$$

式中: $\times$ 表示两向量的叉积, $|\cdot|$ 表示向量模, 且当 $s_2 \geq 0$ 时, 正负号取正, 反之取负。基于公式 (6), 进一步求解可得:

$$\begin{cases} \varphi_1 = \tan^{-1}(-r_1/r_2) \\ I_0 = \sqrt{s_1^2 + s_2^2} \cos^2 \varphi_1 \\ I_{90} = \sqrt{s_1^2 + s_2^2} \cos^2 (\pi/2 - \varphi_1) \\ I_{45} = \sqrt{s_1^2 + s_2^2} \cos^2 (\pi/4 - \varphi_1) \\ I_{135} = \sqrt{s_1^2 + s_2^2} \cos^2 (3\pi/4 - \varphi_1) \end{cases} \Rightarrow$$

$$S' = \begin{bmatrix} s_0 \\ \frac{I_0 - I_{90}}{I_0 + I_{90} + s_0 - \sqrt{s_1^2 + s_2^2}} \\ \frac{I_{45} - I_{135}}{I_0 + I_{90} + s_0 - \sqrt{s_1^2 + s_2^2}} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (7)$$

入射到探测器表面的光子呈椭圆偏振, 如图 5(b) 所示。光子入射的方向向量 $\mathbf{U} = (u_1, u_2, u_3)^T$, 椭圆偏振光沿 $\mathbf{U}$ 投影到探测平面后, 其轨迹仍为椭圆, 求解如下:

$$\begin{cases} E_{ox}^2 = \frac{(\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2} + s_1)}{2} \\ E_{oy}^2 = \frac{(\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2} - s_1)}{2} \\ \delta = \tan^{-1} \frac{s_3}{s_2} \\ E_{ox} E_{oy} = \frac{s_3}{2 \sin \delta} \\ t_1^2 = \frac{E_{ox}^2}{1 - u_1^2} \\ t_2^2 = (1 - u_1^2) \left(\frac{u_1^2 u_2^2}{E_{ox}^2} + \frac{u_3^2}{E_{oy}^2} + \frac{2u_1 u_2 u_3 \cos \delta}{E_{ox} E_{oy}} \right)^{-1} \\ t_3 = \left(\frac{u_1 u_2}{E_{ox}^2} + \frac{u_3 \cos \delta}{E_{ox} E_{oy}} \right)^{-1} \\ t_4 = \sqrt{\frac{\sin^2 \delta}{1 - t_1^2 t_2^2 / t_3^2}} \end{cases} \Rightarrow \quad (8)$$

式中: 变量 E_{ox} 、 E_{oy} 和 δ 表示光子振动依照参考子午面分解后互相垂直的电矢量以及相位差; 若 s_2 为 0, 则 $s_3 > 0$ 时, $\sin \delta$ 取 1, 反之取 -1; t_1 , t_2 , t_3 , t_4 为之后求解所需的中间变量, 则 S' 求解如下

$$\begin{cases} E_{ox}'^2 = t_4^2 t_1^2 \\ E_{oy}'^2 = t_4^2 t_2^2 \\ E_{ox}' E_{oy}' = \sqrt{t_4^4 t_1^2 t_2^2} \\ \sin \delta' = \sin \delta / t_4 \\ \cos \delta' = \pm \sqrt{1 - \sin^2 \delta'} \end{cases} \Rightarrow$$

$$S' = \begin{bmatrix} s_0 \\ \frac{E_{ox}'^2 - E_{oy}'^2}{E_{ox}'^2 + E_{oy}'^2 + s_0 - \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}} \\ \frac{2E_{ox}' E_{oy}' \cos \delta'}{E_{ox}'^2 + E_{oy}'^2 + s_0 - \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}} \\ \frac{2E_{ox}' E_{oy}' \sin \delta'}{E_{ox}'^2 + E_{oy}'^2 + s_0 - \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}} \end{bmatrix} \quad (9)$$

式中, $\cos \delta$ 与 $\cos \delta'$ 正负号相同。

2 模型验证与分析

2.1 模型验证

由上述理论可知, 传统模型的光子初始化具有局限性, 模拟的光源不具备发散角特征, 无法适用于复杂水下环境。本文提出的模型引入了光源发散角的模拟, 且初始化了均匀分布和高斯分布的面光源, 更便于主动照明时水下传输规律的探究。因此, 不考虑点光源的模拟, 基于传统 PMC 模型模拟均匀面光源的发射、接收, 与改进后的模

型进行对比, 分析在相同传输条件下探测器接收到的图形化结果。偏振度 (degree of polarization, DoP) 图像的计算方式为 $\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}/s_0$, 其中 s_0, s_1, s_2, s_3 是斯托克斯矢量的分量。DoP 图像的取值范围为 $[0,1]$, 值越大, 表示图像某像素点的偏振程度越高。

设入射光为水平线偏光, 如图 6 所示。从图 6 可以看出, 在所有光子均正入射、不具备发散角特征的条件, 改进后模型仿真的探测平面强度分布及 DoP 分布同传统模型均一致, 偏振方向为 0° 的图像有较高强度, 而在 90° 方向强度很低。图 6 的结果表明, 在不考虑光源发散角的前提下, 所提模型与传统模型具有结果一致性。

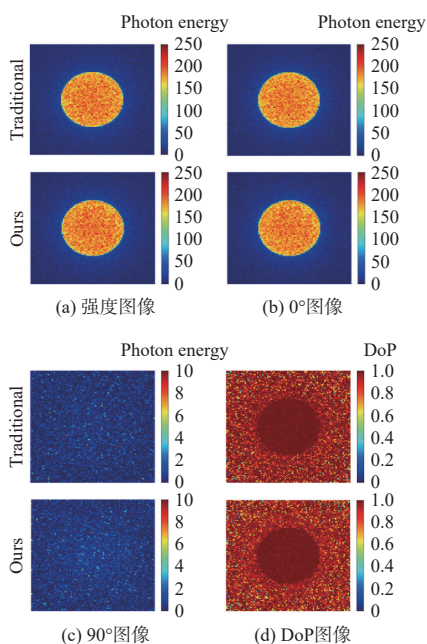


图 6 均匀面光源无发散仿真结果

Fig. 6 Simulation results of uniform plane light source without divergence

保持散射介质条件及发射面与探测平面距离等不变, 令均匀面光源的发散角为 100 mrad , 以水平方向线偏光入射, 仿真结果如图 7 所示。从图 7 可以看出, 传统 PMC 模型与改进后模型在探测平面的强度分布保持一致, 然而在 0° 和 90° 偏振方向, 传统模型的图像强度最大值接近, 且强度分布集中在椭圆形区域。这是受传统参考子午面选取方式的影响, 且传统模型在光子偏振特性的统计分析方面存在局限, 无法确保接收时光子与探测平面的参考子午面保持一致^[17]。如图 7(d) 所示, DoP 图像出现了中心空洞现象, 即中心位置偏振度低于四周, 接近于 0。相比之下, 改进后模型的强

度分布及偏振度分布不存在突变的边界, 更符合实际情况, 且 0° 和 90° 偏振方向的强度特征与图 6 接近, 均为 0° 偏振方向强度高, 90° 偏振方向强度低。

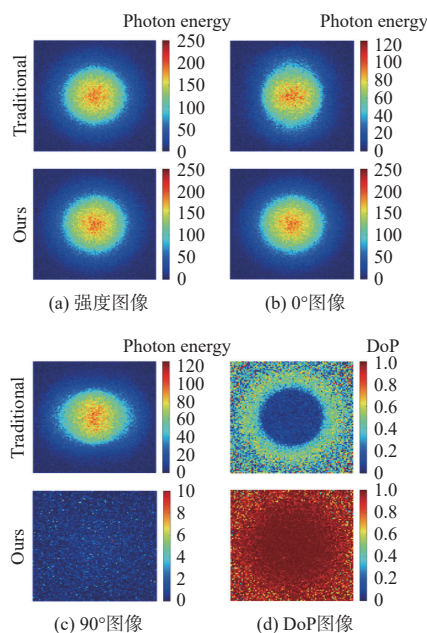


图 7 均匀面光源发散角为 100 mrad 的仿真结果

Fig. 7 Simulation results of uniform plane light source with divergence angle = 100 mrad

此外, 依据文献 [23] 相关研究, 散射体系中 8 倍平均自由程为光子运动的临界距离, 该临界距离以内, 存在非扩散形式, 即在该距离范围内, 存在有效的弹道光子。弹道光子占比随距离变化示意图如图 8 所示。在粒径为 $2 \mu\text{m}$, 粒子数浓度为 $1 \times 10^{13} / \text{m}^3$, 入射波长为 532 nm 条件下, 运动距离对弹道光子占比的影响如图 8 所示。平均自由程系数表征探测器与光子发射面的距离, 其值表示探测

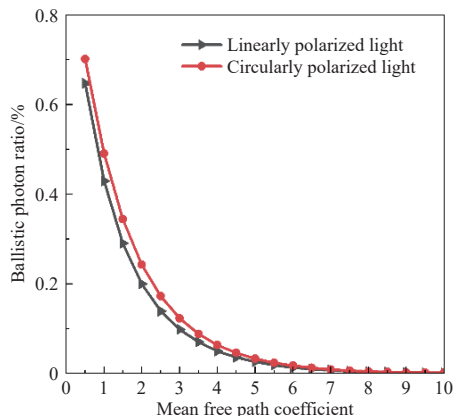


图 8 弹道光子占比随距离变化示意图

Fig. 8 Diagram of ballistic photon proportion variation with distance

器与光子发射面距离为几倍平均自由程。从图8可以看出,随着距离增加,线偏光与圆偏光的弹道光子占比均按指数形式衰减,且在8倍平均自由程时,几乎衰减至0,该曲线验证了模型与理论相符。上述结果验证了所提模型的准确性和有效性。

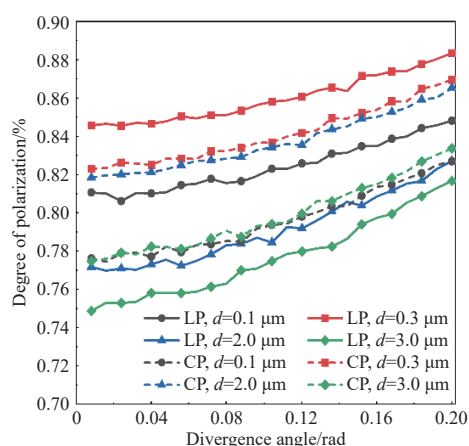
2.2 不同发散角及距离对偏振光传输特性的影响

平静海域中,海洋环境的整体条件相对稳定,尤其是盐度和温度等关键参数在短时间尺度和局部区域内通常变化较小。这种稳定性使环境条件对海洋中颗粒物粒径分布的影响相对有限。在该条件下,散射粒子可以等效为平均尺寸约为 $0.1\text{ }\mu\text{m}$ 的球形粒子^[24],且考虑到海水中悬浮泥沙粒子、碎屑等具有更大的粒子尺寸,故选取粒径范围 $0.1\text{ }\mu\text{m}\sim 3\text{ }\mu\text{m}$ 的水体环境作为研究对象。依据瑞利散射与米氏散射关于粒径区域的划分^[9],当粒径小于光波长时,以瑞利散射为主导,粒径远大于光波长时,以米氏散射为主导,故选取小粒径 $0.1\text{ }\mu\text{m}$ 、 $0.3\text{ }\mu\text{m}$ 作为瑞利散射区的典型粒径,与米氏散射的典型粒径 $2\text{ }\mu\text{m}$ 、 $3\text{ }\mu\text{m}$ 进行对比。本研究中,仅考虑单一粒径分布,且由于蒙特卡罗法的模拟精度与初始光子数密切相关,因此假设发射光子总数为 1×10^7 。参考文献^[15]和^[16]中的参数设置,设水折射率为1.33,散射粒子的折射率为1.59,散射系数为 0.61 cm^{-1} ^[25],吸收系数为 0.047 cm^{-1} ,光子发射面距离探测平面的距离为3倍平均自由程(4.5 cm),探测平面大小为 $2\text{ cm}\times 2\text{ cm}$ 。分别以波长为 532 nm 且直径为 0.4 cm 的圆形均匀面光源和非均匀的高斯面光源入射至散射体系中,发射的初始光子数均相同,且考虑到偏振光源水下照明时,通常采用高准直光束获得更远的探测范围,更利于保持光束出射的偏振特征,发散角区间不宜过大,设发散角由 4 mrad 递增至 200 mrad ,间隔为 4 mrad 。

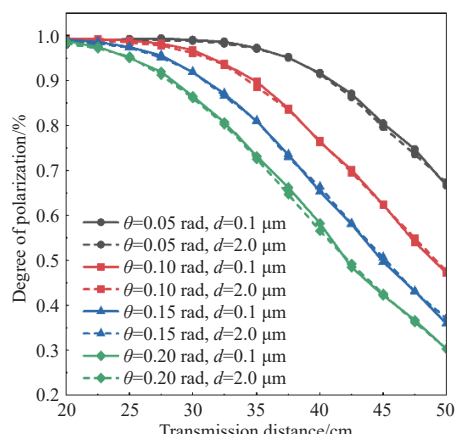
仿真结果如图9所示。图9中, d 为粒子直径,LP为线偏光,CP为圆偏光, θ 为光源发散角。

从图9(a)可以看出,以均匀面光源为入射光源,在一定发散角条件下,处于瑞利散射区时,相同粒径条件下线偏光散射后的偏振度高于圆偏光;处于米氏散射区时,相同粒径下圆偏光散射后的偏振度显著高于线偏光,该规律同参考文献^[9]的结果一致。因此,在散射粒径较小的浑浊水体中,采用线偏光入射更利于偏振成像,反之,散射粒径较大的浑浊水体中,采用圆偏光照明显更具优势。值得注意的是,不同粒径及入射光条件下,随

着发散角增大,偏振度均呈上升趋势,这是由于发散角的增大通常会增加光子运动至探测平面的散射路径,光子的散射次数增多,抵达探测平面的位置变得更加随机,携带高偏振度信息的光子更可能落于探测平面外围,图像整体偏振度随之增加。因此,在偏振成像技术中,减小光源发散角,更有利于区分目标与背景的偏振特性差异,提升成像效果。



(a) 均匀光源入射时发散角递增



(b) 均匀光源入射时距离递增

图9 发散角及距离变化对偏振度的影响

Fig. 9 Influence of divergence angle and distance variation on degree of polarization

下面进一步探究不同传输距离的影响。选取 0.05 rad 、 0.1 rad 、 0.15 rad 、 0.2 rad 4个发散角度,其中发散角最大值约为 11.5° ,确定传输的光学厚度一定^[26],以 20 cm 作为起始传输距离,由 20 cm 递增至 50 cm ,间隔为 2.5 cm 。从图9(b)可以看出,以均匀面光源为入射光源,随着水下载传输距离增大,不同发散角条件下的偏振度均呈下降趋势;发散角为 0.05 rad 时,下降趋势最缓慢;随着发散角增大,偏振度下降趋势变快。值得注意的是,在同一

发散角条件下, 粒径为 $0.1\ \mu\text{m}$ 与 $2\ \mu\text{m}$ 的偏振度曲线近乎一致, 说明该粒径条件下, 偏振度受距离变化的影响远大于粒径分布的影响, 发散角的影响在距离变化中体现更为明显。故在浑浊水体中, 应当考虑发散角对于不同距离偏振成像的影响, 在远距离情况下, 采用小发散角光源进行主动照明, 有助于获取更多偏振信息, 从而提升偏振成像处理的效果。

2.3 不同发散角及距离对偏振光主动照明成像的影响

在粒径为 $2\ \mu\text{m}$ 米氏散射环境下, 以强度呈均匀分布的线性偏振光入射, 将金属铝与黑色塑料组成大小为 3×3 的棋盘格, 中心及四角区域为铝, 其余位置为塑料, 以此作为探测目标。入射波长为 $532\ \text{nm}$ 时, 金属铝复折射率为 $0.94+6.42i$ ^[27], 黑色塑料折射率为 1.49 ^[27]。选取强度图像、偏振差分 (polarization difference, PD) 成像^[28] 及 DoP 图像进行对比, 不同发散角情况下探测平面的接收结果如图 10 所示。图 10 中, PD 成像是通过共模抑制作用来滤除背向散射光, 对两幅正交偏振图像进行差分成像就可以达到去散射的目的。由于金属铝与塑料的反射特性不同, 探测结果具有明显区分。发散角为 $0.02\ \text{rad}$ 时, 强度图像、PD 成像均可清晰呈现金属铝与塑料的边界, 且 PD 成像比强度图像具有更高的对比度, 因不同材质表面的退偏特性不同, DoP 图像同样具有清晰的边界。随着发散角增大, 图像清晰度下降。发散角为 $0.2\ \text{rad}$ 时, 金属铝与塑料的边界发生模糊, PD 成像的质量仍优于强度成像, DoP 图像的边界也发生模糊, 但其偏振度范围没有明显变化。

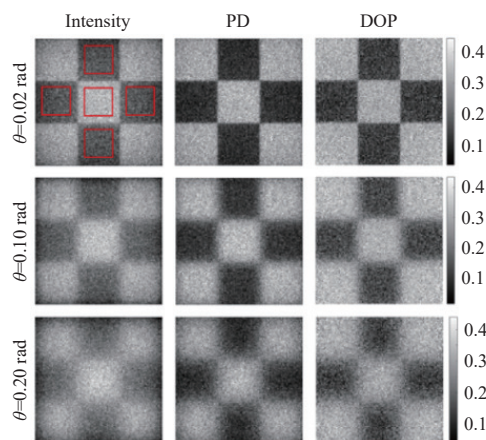


图 10 不同发散角情况下的仿真结果

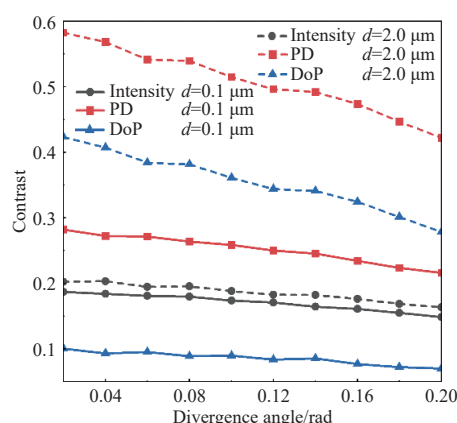
Fig. 10 Simulation results under different divergence angles

下面探究不同发散角条件下主动照明对成像效果的影响。

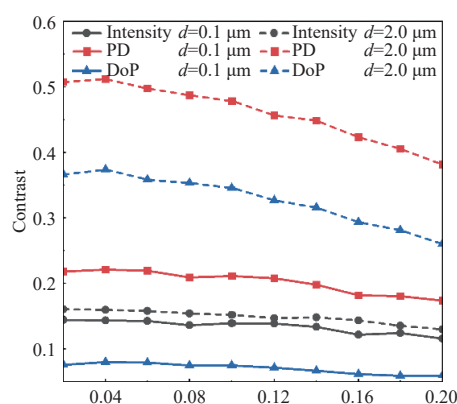
选取粒径为 $0.1\ \mu\text{m}$ 和 $2\ \mu\text{m}$, 模拟瑞利散射环境与米氏散射环境。令发散角的大小连续变化, 且分别使用均匀分布和高斯分布的面光源作为入射光, 分别统计 3 种成像方式在发散角为 $0.02\ \text{rad} \sim 0.2\ \text{rad}$ 照明条件下的成像对比度, 发散角间隔为 $0.02\ \text{rad}$ 。用迈克尔逊对比度定义图像对比度:

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (10)$$

式中: $I_{\max}$ 为金属铝红色框选部分图像强度的均值; $I_{\min}$ 为黑色塑料红色框选部分图像强度的均值。不同成像方式随发散角递增的对比度变化趋势仿真结果如图 11 所示。从图 11 可以看出, 以均匀面光源为入射光, 当散射体粒径为 $2\ \mu\text{m}$ 时, 3 种成像方式的对比度均高于粒径为 $0.1\ \mu\text{m}$ 的情况。其中, 强度图像的对比度变化幅度较小, 整体趋势较为平缓, 且随着发散角增大, 不同粒径条件下的对比度始终维持在较低的水平, 约为 0.1 左右。PD



(a) 均匀面光源入射时发散角递增



(b) 高斯面光源入射时发散角递增

图 11 不同成像方式随发散角递增的对比度变化趋势

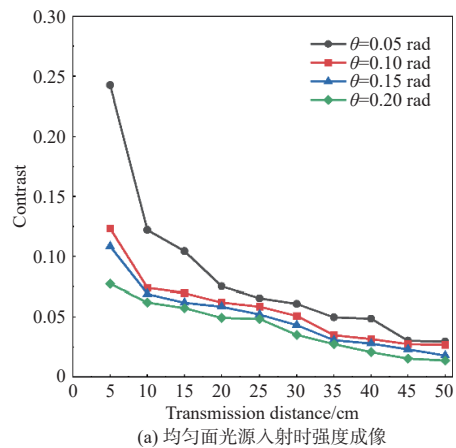
Fig. 11 Contrast variation trend of different imaging methods with increasing divergence angle

成像的对比度始终优于强度成像,且随着发散角增大,整体呈现出下降趋势,特别是对于较大的粒径,对比度下降更为明显。DoP图像在瑞利散射环境下对比度极低,且随着发散角增大,对比度接近于0。由于米氏散射环境的前向散射十分剧烈,目标反射的DoP图像可以更好地体现目标自身的偏振特性,故DoP图像的对比度显著提升。以高斯面光源入射时,3种成像方式的对比度变化趋势同均匀面光源入射时接近,散射体粒径为 $2\text{ }\mu\text{m}$ 时的对比度均高于同条件下粒径为 $0.1\text{ }\mu\text{m}$ 时的对比度。值得注意的是,相比于均匀面光源入射,以高斯面光源入射时3种成像方式的对比度均有提高,这是由于高斯光源的中心强度高,使成像中央亮部更亮,不同材料的反射特性不同,目标区域的亮暗对比更显著,因此提高了对比度。在相同入射光子数条件下,随着发散角增大,高斯光源以其独特的强度分布特性,更有效地突出不同材料的特征差异,从而提升了图像信息的质量和分辨率。

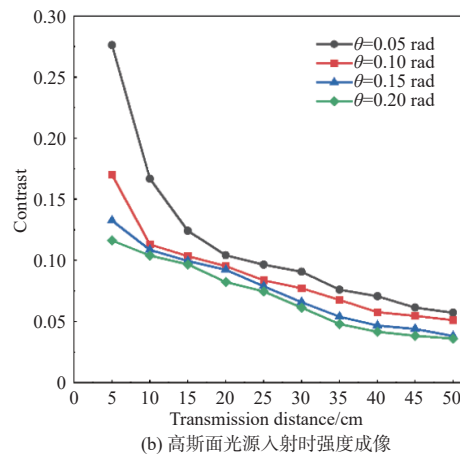
由于不同材质目标的退偏特性存在差异,因此,目标反射光携带不同的偏振信息,水下偏振成像技术可以利用偏振特性的差异抑制杂散光的影响。相比于自然光照条件,利用偏振光主动照明可以放大不同材质目标的偏振特性差异,特别是在米氏散射环境下,PD成像和DoP图像的对比度变化明显。此外,发散角越小,对比度越高,说明高准直偏振光源在入射和反射过程中能更好地保持偏振信息,减少散射引起的偏振信息损失,从而在成像中更容易区分不同材质的目标,这在水下复杂环境中尤为重要。

进一步探究不同距离条件下主动照明对于成像效果的影响。由图11可知,在瑞利散射区,3种成像方式的对比度均较低,故在考虑传输距离的影响时,选取粒径 $2\text{ }\mu\text{m}$ 作为研究对象。不同成像方式随距离递增的对比度变化趋势如图12所示。从图12可以看出,以均匀面光源入射时,强度成像的对比度最大值接近0.25,DoP成像的对比度最大值接近0.6,PD成像的对比度最大值在0.7附近。传输距离15 cm之前,3种成像方式的对比度均急剧下降,这是由于成像距离较近时,参与成像的光子中弹道光子占比较高,随着传输距离增大,弹道光子比例迅速衰减,在15 cm~50 cm范围内对比度总体呈下降趋势,但下降缓慢。值得注意的是,在近距离成像时,较小发散角的成像对比度显著高于较大发散角,而在较远距离时,不同成像方式的

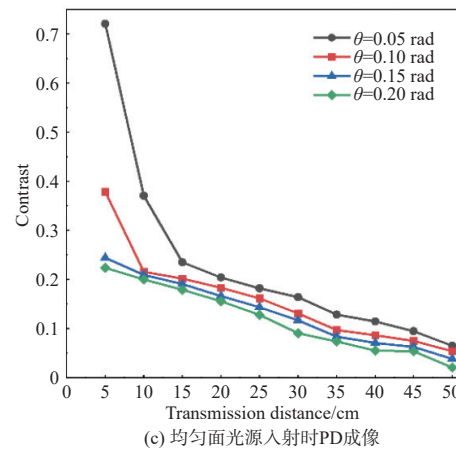
对比度均剧烈下降,3种成像方式的对比度均衰减至0.1以下,但随着距离增大,不同发散角之间仍存在发散角越小,对比度越高的特点。以高斯面光源入射时,3种成像方式的对比度变化趋势同均匀面光源入射的结果高度相似,随着距离增加,3种成像方式的对比度均在下降。强度成像的对比度最大值接近0.3,与均匀面光源入射时相比略有提高,随着距离增加,差异逐渐减小,PD成像和DoP成像的对比度最大值均无明显变化。这是由于无论是高斯光源还是均匀光源,随着距离增加,



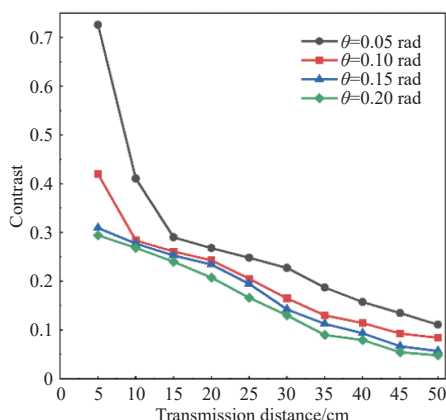
(a) 均匀面光源入射时强度成像



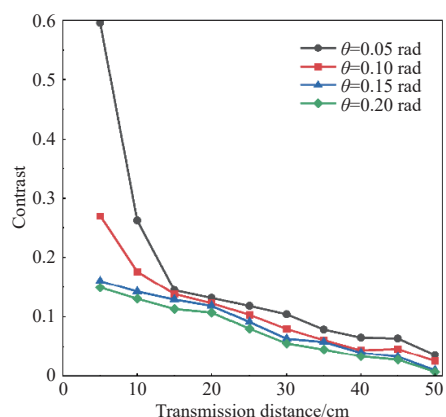
(b) 高斯面光源入射时强度成像



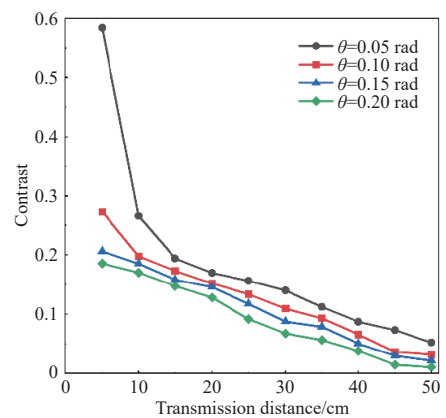
(c) 均匀面光源入射时PD成像



(d) 高斯面光源入射时PD成像



(e) 均匀面光源入射时DoP成像



(f) 高斯面光源入射时DoP成像

图 12 不同成像方式随距离递增的对比度变化趋势

Fig. 12 Contrast variation trend of different imaging methods with increasing distance

光束会逐渐扩散, 导致目标边界与背景之间的亮度及偏振差异逐渐减小。综上所述, 在浑浊水体中, 考虑到光源与成像距离的影响, 提高光源的准直特性有利于提高成像分辨率, 为理解偏振光与发散角、距离的关系提供了重要依据,

优化光源及成像系统设计, 可以显著提升探测器捕获的原始图像质量, 进一步通过算法处理可以使图像信息得到优化, 然而算法对图像质量的

提升依赖于原始图像信息。为了探究不同发散角在主动照明条件下对图像算法处理效果的影响, 在粒径为 $2\text{ }\mu\text{m}$, 探测距离为 20 cm 时, 模拟均匀面光源入射, 以强度成像、PD 成像、自适应直方图均衡 (CLAHE)^[29]、暗通道先验 (DCP)^[30] 4 种方法进行对比, 选取对比度和结构相似度 (structural similarity index, SSIM) 作为评价指标, 其中 SSIM 范围是 $[0,1]$, 值越大, 表示处理结果与参考图像越接近。计算方式如下:

$$\text{SSIM} = \frac{(2\mu_x\mu_y + C_1)(2\sigma_{xy} + C_2)}{(\mu_x^2 + \mu_y^2 + C_1)(\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + C_2)} \quad (11)$$

式中: μ_x 、 μ_y 为图像块的平均亮度; σ_x 、 σ_y 为方差; σ_{xy} 为两幅图像的协方差; C_1 、 C_2 为常数, 用来防止分母为零。强度图像及算法处理结果对比如图 13 所示。从图 13 可以看出, 强度成像的亮度值较高, 随着发散角增加, 对比度下降, 且在 0.20 rad 时, 由光散射引起的图像信息丢失最为严重。PD 成像的方式对比度显著提高, 且在照明光源发散角为 0.05 rad 时, 棋盘格的边界清晰可见。相比于 PD 成像, CLAHE 的处理结果是, 仅在 0.05 rad 时, 对比度较高, 且随着发散角增加, 噪声干扰显著增加, 边缘信息发生模糊。DCP 的算法结果是, 在 0.05 rad 时, 图像亮度值偏低, 随着发散角增大, 图像对比度下降, 整体发生模糊且噪声显著增加, 图像的结构与细节受到很大影响。

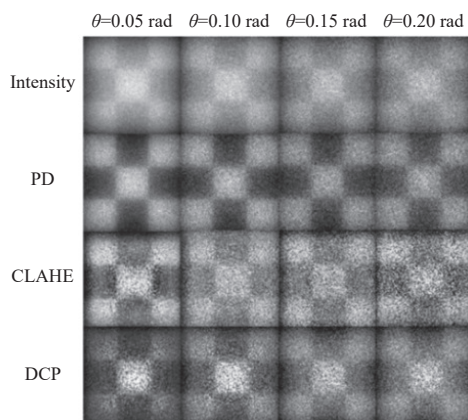


图 13 强度图像及算法处理结果对比

Fig. 13 Comparison of intensity images and algorithm processing results

4 种成像方式的对比度和 SSIM 计算结果如表 1 所示。从表 1 可知, 在 4 种发散角条件下, 强度图像在 0.05 rad 时对比度最高, 随着发散角增大, 对比度逐渐降低。同样, 随着发散角增大, 不同算法的处理结果对比度均下降。由此可见, 在

成像系统中采用小发散角的光源照明可以提高图像对比度。选取清水下的强度图像为参考图像,由 SSIM 结果可知,随着发散角增大,强度图像及不同算法的 SSIM 均下降,且在 0.2 rad 时,强度图像的 SSIM 接近于 0。PD 算法的 SSIM 显著高于

其他算法,这是由于 PD 算法的偏振共模抑制作用能够有效抑制或消除背景噪声,从而提升图像的信噪比和结构相似性。综上所述,在成像系统中采用小发散角的光源照明,有助于后续图像算法处理,可保留更多的图像信息。

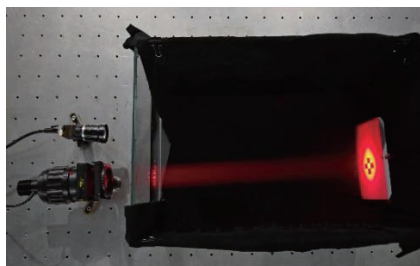
表 1 4 种成像方式的对比度和 SSIM 计算结果

Table 1 Contrast and SSIM results for 4 kinds of imaging methods

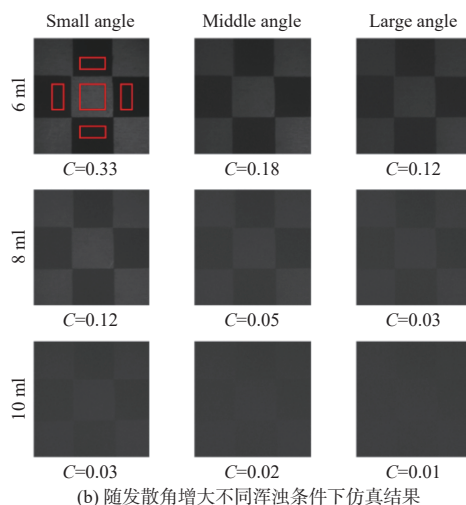
		Contrast				SSIM			
angle/rad		0.05	0.10	0.15	0.20	0.05	0.10	0.15	0.20
Intensity		0.15	0.13	0.13	0.12	0.18	0.11	0.06	0.04
PD		0.38	0.36	0.33	0.30	0.41	0.28	0.25	0.21
CLAHE		0.30	0.27	0.24	0.23	0.22	0.14	0.11	0.09
DCP		0.37	0.34	0.32	0.32	0.25	0.24	0.14	0.12

2.4 不同发散角及浑浊条件下偏振光主动照明的实验验证

基于发散角相关仿真分析可知,成像系统的探测效果受照明光源发散角的影响较为明显,为探究主动照明时光源发散角对成像质量的影响,搭建水下偏振成像系统。该系统包括照明光源、水下浑浊环境、棋盘格目标物和成像接收装置,如图 14(a)所示。实验中使用透明玻璃水缸(50 cm×30 cm×30 cm)为载体,水缸内壁固定黑色幕布,以吸收缸体引起的杂散光,同时在清水中加入定量的牛奶,分散均匀后模拟不同浑浊条件的水下成像环境,目标物棋盘格(3 cm×3 cm)由铝板与黑色塑料板组成,置于距离成像探测器 50 cm 处。实验中照明光源选用波长为 625 nm 的红光光源(Thorlabs, M625L3),光束发散角度可调,成像探测器为灰度偏振相机(LUCID, PHX050S-PC)。实验设计中,分别加入 6 ml、8 ml 和 10 ml 的牛奶,逐渐增大水下模拟浑浊程度环境。实验中设置照明光源功率保持恒定,同时将光源与成像探测器之间设置一个微小角度。在光源前方放置线性偏振片,使出射光束为线性偏振光。随后,调节光束的发散角度,并选取 3 个发散角度进行实验分析。



(a) 水下偏振成像系统



(b) 随发散角增大不同浑浊条件下仿真结果

图 14 实验系统及不同浑浊程度的实验结果

Fig. 14 Experimental system and results under different turbidity levels

实验结果如图 14(b)所示,从左向右照明光源的发散角依次增加,对比度求解方式不变。从图 14(b)可以看出,在发散角一定的条件下,随着浑浊程度递增,介质的吸收散射作用导致图像的对比度显著下降。随着发散角增大,成像对比度逐渐降低,且在 3 种浑浊条件下,发散角最小时的成像对比度均为发散角最大时的 2 倍以上。相比之下,加入 6 ml 和 8 ml 牛奶时,处于中低浑浊条件,图像边界较为清晰,随着发散角增大,对比度下降较快,在此浑浊条件下,减小照明光源的发散角能够显著提升图像对比度,获取更多的图像信息。加入 10 ml 牛奶时,最大发散角条件下,轮廓几乎不可见,而在最小发散角条件下捕获的图像出现边界轮廓,说明高浑浊度环境中光散射的影

响更为显著,但仍可通过减小光源发散角的方式提升图像质量,从而在一定程度上改善目标的可见性和对比度。特别是在其他条件不变的情况下,优化光源参数可以有效降低散射造成的成像模糊。

3 结论

发散角作为主动照明光源的重要参数之一,直接影响偏振光抵达探测平面后的强度和偏振分布。传统的 PMC 模型没有考虑发散角对偏振光在水下散射介质中传输特性的影响,且对光子偏振特性的探测记录存在误差,使得其数值仿真结果偏离实际结果,限制了相关支撑性研究结果在实际场景中的应用。本文针对传统 PMC 模型,从参考子午面的构建方式、光子初始化方式、光子的追踪解算方式以及光子的探测接收进行了全链路的改进。具体包括:定义新的参考子午面,生成具备发散角特征的均匀面光源及高斯面光源,解算新参考子午面条件下光子运动方向、偏振特性的追踪方式,从投影角度设计探测平面对线偏光与圆偏光的接收方式。基于改进后的模型探究不同距离条件下发散角大小对水下偏振传输特性及成像的影响,结果表明,减小光源发散角,有助于区分目标物体与背景间的偏振特性差异,提升成像效果,但在使用偏振光照明成像时,米氏散射环境中发散角增大会使目标边缘模糊,对比度下降,瑞利散射环境中发散角的影响并不明显。实际水下实验结果表明,在不同浑浊条件下,减小光源发散角可以提高图像对比度。在高浑浊环境下,虽然光散射影响较为显著,但通过优化光源发散角仍能改善图像的边界清晰度和目标可见性,证明发散角调控在水下成像中具有重要作用。值得注意的是,进行短距离成像探测时,光源发散角减小,可以显著提高成像对比度,且有利于抑制噪声干扰,提升图像处理算法的效果。研究结果为不同海域条件下水下主动照明光源的设计,如何有效抑制前、后向散射光影响等提供了参考依据,模型的改进及再优化能以更接近实际的方式,为开展水下偏振成像规律的研究提供技术支撑和理论依据。

参考文献:

- [1] 孙传东, 陈良益, 高立民, 等. 水的光学特性及其对水下成像的影响[J]. *应用光学*, 2000, 21(4): 39-46.
- [2] 米泽田, 晋洁, 李圆圆, 等. 基于多尺度级联网络的水下图像增强方法[J]. *电子与信息学报*, 2022, 44(10): 3353-3362.
- [3] 鲍富成, 段锦, 董锁芹, 等. 水下目标物偏振成像特性研究[J]. *应用光学*, 2019, 40(1): 27-32.
- [4] 白思克, 段锦, 鲁一倬, 等. 不同材质的偏振成像特性实验研究[J]. *应用光学*, 2016, 37(4): 510-516.
- [5] 杨力铭, 梁健, 张文飞, 等. 基于非偏振光照明的水下偏振成像目标增强技术[J]. *光学学报*, 2018, 38(6): 162-167.
- [6] HOPCRAFT K I, CHANG P C Y, WALKER J G, et al. Properties of a polarized light-beam multiply scattered by a Rayleigh medium[M]//*Light scattering from microstructures*. Berlin: Springer Berlin Heidelberg, 2000: 135-158.
- [7] RAMELLA-ROMAN J C, PRAHL S A, JACQUES S L. Three Monte Carlo programs of polarized light transport into scattering media: part I[J]. *Optics Express*, 2005, 13(12): 4420-4438.
- [8] 侯冬, 任军委, 郭广坤, 等. 高精度水下激光频率传递研究进展[J]. *光电工程*, 2023, 50(2): 22-36.
- [9] VAN DER LAAN J D, WRIGHT J B, SCRYMGEOUR SUN Chuandong, CHEN Liangyi, GAO Limin, et al. Water optical properties and their effect on underwater imaging[J]. *Journal of Applied Optics*, 2000, 21(4): 39-46.
- MI Zetian, JIN Jie, LI Yuanyuan, et al. Underwater image enhancement method based on multi-scale gascade network[J]. *Journal of Electronics & Information Technology*, 2022, 44(10): 3353-3362.
- BAO Fucheng, DUAN Jin, DONG Suoqin, et al. Experimental study on polarization imaging characteristics of underwater targets[J]. *Journal of Applied Optics*, 2019, 40(1): 27-32.
- BAI Sike, DUAN Jin, LU Yizhuo, et al. Experimental study on polarization imaging characteristics of various materials[J]. *Journal of Applied Optics*, 2016, 37(4): 510-516.
- YANG Liming, LIANG Jian, ZHANG Wenfei, et al. Underwater polarimetric imaging target enhancement technology based on unpolarized illumination[J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(6): 162-167.
- HOU Dong, REN Junwei, GUO Guangkun, et al. Progress on high-precision laser-based underwater frequency transfer[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2023, 50(2): 22-36.
- VAN DER LAAN J D, WRIGHT J B, SCRYMGEOUR

- D A, et al. Evolution of circular and linear polarization in scattering environments[J]. *Optics Express*, 2015, 23(25): 31874-31888.
- [10] VAN DER LAAN J D, SCRYMGEOUR D A, KEMME S A, et al. Detection range enhancement using circularly polarized light in scattering environments for infrared wavelengths[J]. *Applied Optics*, 2015, 54(9): 2266-2274.
- [11] VAN DER LAAN J D, SCRYMGEOUR D A, WRIGHT J B, et al. Increasing persistence through scattering environments by using circularly polarized light[J]. *SPIE*, 2015, 9465: 247-256.
- [12] SHEN F, ZHANG B, GUO K, et al. The depolarization performances of the polarized light in different scattering media systems[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2017, 10(2): 1-12.
- [13] 宋强, 孙晓兵, 刘晓, 等. 水中气泡环境偏振光学矢量辐射传输特性研究[J]. *光学学报*, 2022, 42(12): 126-137.
- SONG Qiang, SUN Xiaobing, LIU Xiao, et al. Study on vector radiative transmission characteristics of polarization optics in underwater bubble environment[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(12): 126-137.
- [14] 张肃, 战俊彤, 付强, 等. 非均匀烟雾环境对偏振光传输特性的影响[J]. *光学学报*, 2018, 38(7): 353-359.
- ZHANG Su, ZHAN Juntong, FU Qiang, et al. Influence of inhomogeneous smog environment on transmission characteristics of polarized light[J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(7): 353-359.
- [15] TAO Q, SUN Y, SHEN F, et al. Active imaging with the aids of polarization retrieve in turbid media system[J]. *Optics Communications*, 2016, 359: 405-410.
- [16] LI H, ZHU J, DENG J, et al. Influence mechanism of the particle size on underwater active polarization imaging of reflective targets[J]. *Optics Express*, 2023, 31(5): 7212-7225.
- [17] BARTEL S, HIELSCHER A H. Monte carlo simulations of the diffuse backscattering mueller matrix for highly scattering media[J]. *Applied Optics*, 2000, 39(10): 1580-1588.
- [18] AKARÇAY H G, HOHMANN A, KIENLE A, et al. Monte carlo modeling of polarized light propagation: stokes vs jones. part I[J]. *Applied Optics*, 2014, 53(31): 7576-7585.
- [19] 叶大华. 高斯光束特性分析及其应用[J]. *激光技术*, 2019, 43(1): 142-146.
- YE Dahua. Analysis of characteristics of gaussian beam and its application[J]. *Laser Technology*, 2019, 43(1): 142-146.
- [20] LI P, TARIQ A, HE H, et al. Characteristic mueller matrices for direct assessment of the breaking of symmetries[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(3): 706-709.
- [21] 周彦辰, 郭亮, 陈志涛, 等. 基于全内反射结构的多自由曲面准直透镜设计[J]. *光学学报*, 2021, 41(4): 186-194.
- ZHOU Yanchen, GUO Liang, CHEN Zhitao, et al. Design of collimating lens with multiple freeform surfaces based on total internal reflection structure[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(4): 186-194.
- [22] 廖延彪. 偏振光学[M]. 北京: 科学出版社, 2003.
- LIAO Yanbiao. Polarization of optics[M]. Beijing: Science Press, 2003.
- [23] ELALOUI R, CARMINATI R, GREFFET J J. Diffusive-to-ballistic transition in dynamic light transmission through thin scattering slabs: a radiative transfer approach[J]. *JOSA A*, 2004, 21(8): 1430-1437.
- [24] SHELDON R W, PRAKASH A, SUTCLIFFE JR W H. The size distribution of particles in the ocean 1[J]. *Limnology and Oceanography*, 1972, 17(3): 327-340.
- [25] NI X, ALFANO R R. Time-resolved backscattering of circularly and linearly polarized light in a turbid medium[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(23): 2773-2775.
- [26] DUBREUIL M, DELROT P, LEONARD I, et al. Exploring underwater target detection by imaging polarimetry and correlation techniques[J]. *Applied Optics*, 2013, 52(5): 997-1005.
- [27] POLYANSKIY M N. Refractiveindex. info database of optical constants[J]. *Scientific Data*, 2004, 11: 94.
- [28] SCHECHNER Y Y, NARASIMHAN S G, NAYAR S K. Instant dehazing of images using polarization[J]. *IEEE*, 2001, 1: 325-332.
- [29] REZA A M. Realization of the contrast limited adaptive histogram equalization (CLAHE) for real-time image enhancement[J]. *Journal of VLSI Signal Processing Systems for Signal, Image and Video Technology*, 2004, 38: 35-44.
- [30] HE K, SUN J, TANG X. Single image haze removal using dark channel prior[J]. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 2010, 33(12): 2341-2353.