

各向异性准均匀介质三维散射场相干特性研究

陈晶晶 辛 煜 陈延如 陈斐楠 王勇清

(南京理工大学电子工程与光电技术学院, 江苏 南京 210094)

摘要 基于电磁波的散射理论,研究了电磁平面波入射到准均匀各向异性介质的散射远场相干特性,得到了各向异性准均匀介质三维散射远场的光谱密度和光谱相干度的表达式。仿真结果表明,在各向异性准均匀介质散射场的每一个分量都是高斯相关的情况下,各向异性介质的光谱密度近似为对应的各向同性介质的光谱密度的平均,但是每个分量的权重不同,而且该权重是随着散射角度的变化而变化的。各向异性介质的光谱相干度与各向同性介质的光谱相干度则有非常大的差异,前者是分三个阶段振荡的,并且在某些散射角度范围内,呈现出与对应参量的后者几乎一致的现象。

关键词 相干光学;各向异性;电磁波;散射;散射势

中图分类号 O436 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS201131.1203001

Coherence Properties of the Three-Dimensional Scattering Field Generated by an Anisotropic Quasi-Homogeneous Medium

Chen Jingjing Xin Yu Chen Yanru Chen Feinan Wang Yongqing

(School of Electronic Engineering and Optoelectronic Techniques, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing, Jiangsu 210094, China)

Abstract Based on the scattering theory of electromagnetic wave, the electromagnetic scattering field generated by an anisotropic quasi-homogeneous medium is investigated. Then the analysis formulas for spectral density and spectral degree of coherence of the electromagnetic scattering field are derived. Simulation results show that when the scattering potential matrix of the anisotropic quasi-homogeneous medium is Gaussian-correlated, the normalized spectral density of the anisotropic medium is close to the average of the corresponding isotropic medium. But the weight of every component is not only different from each other but also changing as the scattering angle changes. The spectral degree of coherence of the anisotropic medium is greatly different from that of its corresponding isotropic medium. The spectral degree of coherence of the anisotropic medium is oscillating as a function of the angle by three phases. And at some certain scattering angles, the spectral degree of coherence of the anisotropic medium is nearly the same as that of the corresponding isotropic medium.

Key words coherence optics; anisotropic; electromagnetic; scattering; scattering potential

OCIS codes 030.1640; 290.5825; 030.6600

1 引 言

近年来,相干光学得到了越来越多的关注且应用范围也不断扩展^[1~5]。准均匀(QH)介质又是一类非常常用且实用的介质,已经在这个领域中得到了广泛的研究。Mandel等^[6]对准均匀光源和准均匀介质进行了介绍。1988年,Carter等^[7]研究了准均匀介质的散射问题;1994年,Fischer等^[8]分析了准均匀介质的反演问题;2006年,Visser等^[9]对准均匀介质在准均匀光源照射下的散射远场的相干特

性做了研究。2004年,Baleine等^[10]从理论和实验上证实了其提出的确定准均匀介质双相关函数的方法,这种方法利用入射光束的空间相干特性的可调节性使得只需在一个方向上收集记录散射光强就可重建介质散射势。2005年,Korotkova等^[11]用电磁矢量场分析了准均匀光源的散射远场的相干和偏振特性及它们之间的关系。2007年,Zhao等^[12]研究了如何通过多色光波入射到空间准均匀随机介质后由于相关导致的散射场光谱变化现象确定介质的散

收稿日期:2011-06-30;收到修改稿日期:2011-08-07

基金项目:国家自然科学基金(61077012,61107011)资助课题。

作者简介:陈晶晶(1988—),女,博士研究生,主要从事相干光学方面的研究。E-mail: cjj-1988@163.com

导师简介:陈延如(1954—),男,博士,教授,主要从事光散射方面的研究。E-mail: yrchen2002@yahoo.com

射势相关函数。2011年, Ding等^[13]得到了部分相干平面波脉冲经过高斯相关准均匀介质后散射场的时间相干长度和脉冲周期的表达式, 继而证明了可以根据因散射导致的时间相干长度和脉冲周期的变化确定介质的散射势相关函数。Xin等^[14]在矢量电磁场中对准均匀介质的散射远场的相干特性进行了研究。随后, Xin等^[15]研究了准均匀散射介质散射场的远场强度相关性。2011年, 李伽^[16]进行了强度相关场对比度测量准均匀介质散射势强度的理论研究。但是以上这些研究都是限制在介质为各向同性的条件下, 如果研究各向异性QH介质, 将会对此介质的性质有更深入的了解而且会更大地扩展相干光学的应用范围。2010年, Du等^[17,18]在标量场中对多色波入射下高斯相关的QH各向异性介质的散射远场性质进行了分析研究。根据各向异性介质的特性, 在矢量场中对其进行研究会有进一步的意义。

本文研究了电磁平面波入射到各向异性准均匀介质后的散射远场的相干特性, 得到了各向异性准均匀介质的三维散射远场的光谱密度和光谱相干度表达式, 并进行了模拟仿真分析。

2 电磁平面波入射到各向异性介质后散射场的研究

2.1 电磁平面波的表示

假设频率为 ω 的电磁平面波入射到QH各向

异性介质, 入射方向单位矢量为 \mathbf{s}_0 。以 \mathbf{s}_0 的方向为 z 轴的方向建立笛卡儿坐标系, \mathbf{s} 是散射光方向的单位矢量。 x 和 y 轴的选取方法为

$$\mathbf{x} = \frac{\mathbf{s} \times \mathbf{s}_0}{|\mathbf{s} \times \mathbf{s}_0|}, \quad \mathbf{y} = \mathbf{z} \times \mathbf{x} = \mathbf{s}_0 \times \frac{\mathbf{s} \times \mathbf{s}_0}{|\mathbf{s} \times \mathbf{s}_0|}. \quad (1)$$

设 \mathbf{r} 是场中任意一点的位置矢量, 那么入射电磁波可以表示为

$$\mathbf{E}^i(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}^i(\mathbf{r}, \omega) \exp(-i\omega t), \quad (2)$$

$$\mathbf{E}^i(\mathbf{r}, \omega) = [\mathbf{E}_x^i(\mathbf{r}, \omega), \mathbf{E}_y^i(\mathbf{r}, \omega), \mathbf{E}_z^i(\mathbf{r}, \omega)], \quad (3)$$

其中上标 i 表示入射场。为简便起见, 假设入射振幅为单位振幅:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_x^i(\mathbf{r}, \omega) &= \mathbf{E}_y^i(\mathbf{r}, \omega) = \exp(iks_0 \cdot \mathbf{r}), \\ \mathbf{E}_z^i(\mathbf{r}, \omega) &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

2.2 各向异性介质散射远场的相干特性研究

在一阶玻恩近似下, 散射场可以表示为^[19]

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^s(\mathbf{r}, \omega) &= -\mathbf{s} \times \\ &\left[\mathbf{s} \times \int_V F(\mathbf{r}', \omega) \mathbf{E}^i(\mathbf{r}', \omega) G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) d^3 r' \right], \end{aligned} \quad (5)$$

其中散射体的区域大小为 V , 上标 s 表示散射场。 $F(\mathbf{r}', \omega)$ 是散射介质的散射势函数, $G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega)$ 是亥姆霍兹算符的出射自由空间格林函数, 当 \mathbf{r} 足够大, 或者说在散射远场的情况下, 可以近似表示为

$$G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) \approx \frac{\exp(ikr)}{r} \exp(-iks \cdot \mathbf{r}'). \quad (6)$$

因此在矢量散射场中的三个分量可以表示为

$$\begin{cases} \mathbf{E}_x^s(\mathbf{r}, \omega) = A_x(\varphi) \int_V F(\mathbf{r}', \omega) \mathbf{E}_x^i(\mathbf{r}', \omega) G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) d^3 r' \\ \mathbf{E}_y^s(\mathbf{r}, \omega) = A_y(\varphi) \int_V F(\mathbf{r}', \omega) \mathbf{E}_y^i(\mathbf{r}', \omega) G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) d^3 r' \\ \mathbf{E}_z^s(\mathbf{r}, \omega) = A_z(\varphi) \int_V F(\mathbf{r}', \omega) \mathbf{E}_z^i(\mathbf{r}', \omega) G(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) d^3 r' \end{cases}, \quad (7)$$

其中 φ 是矢量 \mathbf{s} 和 \mathbf{s}_0 的夹角, 所以 $A_x(\varphi)$, $A_y(\varphi)$ 和 $A_z(\varphi)$ 分别为

$$A_x(\varphi) = 1, A_y(\varphi) = \cos^2 \varphi, A_z(\varphi) = -\sin \varphi \cos \varphi. \quad (8)$$

因为介质是各向异性的, 所以其散射势函数 $F(\mathbf{r}', \omega)$ 是一个 3×3 的矩阵, 故散射场的交叉谱密度为^[20]

$$\begin{aligned} \mathbf{W}^s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) &= [\mathbf{W}_{ij}^s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)] = [\langle \mathbf{E}_i^s(\mathbf{r}_1, \omega) \mathbf{E}_j^s(\mathbf{r}_2, \omega) \rangle] = \\ &\left\langle \int_V \mathbf{F}^*(\mathbf{r}'_1, \omega) \mathbf{E}_1^*(\mathbf{r}'_1, \omega) G^*(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}'_1, \omega) d^3 r'_1 \times \int_V \mathbf{F}(\mathbf{r}'_2, \omega) \mathbf{E}_2(\mathbf{r}'_2, \omega) G(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}'_2, \omega) d^3 r'_2 \right\rangle, \end{aligned} \quad (9)$$

式中 $\langle \rangle$ 表示对散射场的统计全体求平均, $\mathbf{F}(\mathbf{r}'_1, \omega)$, $\mathbf{F}(\mathbf{r}'_2, \omega)$ 是 3×3 的矩阵而 $\mathbf{E}_1(\mathbf{r}'_1, \omega)$ 和 $\mathbf{E}_2(\mathbf{r}'_2, \omega)$ 是 1×3 的矩阵, 且下角标 $i, j = x, y, z$:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1^*(\mathbf{r}'_1, \omega) &= [A_x(\varphi_1) \mathbf{E}_x^*(\mathbf{r}'_1, \omega), A_y(\varphi_1) \mathbf{E}_y^*(\mathbf{r}'_1, \omega), A_z(\varphi_1) \mathbf{E}_z^*(\mathbf{r}'_1, \omega)] \\ \mathbf{E}_2(\mathbf{r}'_2, \omega) &= [A_x(\varphi_2) \mathbf{E}_x(\mathbf{r}'_2, \omega), A_y(\varphi_2) \mathbf{E}_y(\mathbf{r}'_2, \omega), A_z(\varphi_2) \mathbf{E}_z(\mathbf{r}'_2, \omega)] \end{aligned}, \quad (10)$$

其中 $*$ 表示共轭。交换积分与求平均的次序得到

$$\mathbf{W}^s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \iint_{V \times V} \langle \mathbf{F}^*(\mathbf{r}'_1, \omega) \mathbf{E}_1^*(\mathbf{r}'_1, \omega) \otimes \mathbf{E}_2(\mathbf{r}'_2, \omega) \mathbf{F}(\mathbf{r}'_2, \omega) G^*(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}'_1, \omega) G(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}'_2, \omega) d^3 r'_1 d^3 r'_2 \rangle, \quad (11)$$

其中 \otimes 代表张量积。假设此介质的散射势矩阵为对角矩阵,即

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}', \omega) = \begin{bmatrix} F_x(\mathbf{r}', \omega) & 0 & 0 \\ 0 & F_y(\mathbf{r}', \omega) & 0 \\ 0 & 0 & F_z(\mathbf{r}', \omega) \end{bmatrix}, \quad (12)$$

介质散射势的相关函数 $\mathbf{C}^F(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, \omega)$ 即为 3×3 的矩阵,其中任意矩阵元为 $C_{ij}^F(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, \omega) = \langle F_i^*(\mathbf{r}'_1, \omega) F_j(\mathbf{r}'_2, \omega) \rangle$ 。将(4),(7),(8),(10)和(12)式代入(11)式可以得到

$$\mathbf{W}^s(r_1 \mathbf{s}_1, r_2 \mathbf{s}_2, \omega) = \begin{bmatrix} Mb_{11} \widetilde{C}_{xx}^F(-k\mathbf{s}'_1, k\mathbf{s}'_2) & Mb_{12} \widetilde{C}_{xy}^F(-k\mathbf{s}'_1, k\mathbf{s}'_2) & Mb_{13} \widetilde{C}_{xz}^F(-k\mathbf{s}'_1, k\mathbf{s}'_2) \\ Mb_{21} \widetilde{C}_{yx}^F(-k\mathbf{s}'_1, k\mathbf{s}'_2) & Mb_{22} \widetilde{C}_{yy}^F(-k\mathbf{s}'_1, k\mathbf{s}'_2) & Mb_{23} \widetilde{C}_{yz}^F(-k\mathbf{s}'_1, k\mathbf{s}'_2) \\ Mb_{31} \widetilde{C}_{zx}^F(-k\mathbf{s}'_1, k\mathbf{s}'_2) & Mb_{32} \widetilde{C}_{zy}^F(-k\mathbf{s}'_1, k\mathbf{s}'_2) & Mb_{33} \widetilde{C}_{zz}^F(-k\mathbf{s}'_1, k\mathbf{s}'_2) \end{bmatrix}, \quad (13)$$

式中

$$M = \frac{\exp[ik(r_2 - r_1)]}{r_1 r_2}, \quad \mathbf{s}'_1 = \mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_0, \quad \mathbf{s}'_2 = \mathbf{s}_2 - \mathbf{s}_0, \quad (14)$$

$$\mathbf{b} = \begin{bmatrix} 1 & A_y(\varphi_2) & A_z(\varphi_2) \\ A_y(\varphi_1) & A_y(\varphi_1)A_y(\varphi_2) & A_y(\varphi_1)A_z(\varphi_2) \\ A_z(\varphi_1) & A_z(\varphi_1)A_y(\varphi_2) & A_z(\varphi_1)A_z(\varphi_2) \end{bmatrix}, \quad (15)$$

$$\widetilde{C}_{ij}^F(\mathbf{K}_1, \mathbf{K}_2) = \iint_{V \times V} C_{ij}^F(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, \omega) \exp[-i(\mathbf{K}_1 \mathbf{r}'_1 + \mathbf{K}_2 \mathbf{r}'_2)] d^3 r'_1 d^3 r'_2, \quad (16)$$

式中 b_{ij} 为矩阵 \mathbf{b} 中对应的第 i 行,第 j 列的分量。 $\widetilde{C}_{ij}^F(-k\mathbf{s}'_1, k\mathbf{s}'_2)$ 是 $C_{ij}^F(\mathbf{s}'_1, \mathbf{s}'_2, \omega)$ 的六维傅里叶变换。

因为准均匀介质中介质散射势的相关函数 $\eta^F(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, \omega)$ 只与位置 $\mathbf{r}'_2 - \mathbf{r}'_1$ 有关,而且散射势的能量 $S^F(\mathbf{r}, \omega)$ 对 \mathbf{r} 来说是慢函数, $\eta^F(\mathbf{r}', \omega)$ 对 \mathbf{r}' 来说是快函数,也就是可以有如下近似: $S^F(\mathbf{r}'_1, \omega) \approx S^F(\mathbf{r}'_2, \omega) \approx S^F[(\mathbf{r}'_1 + \mathbf{r}'_2)/2, \omega]$, $C^F(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, \omega) \approx S^F[(\mathbf{r}'_1 + \mathbf{r}'_2)/2, \omega] \eta^F(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, \omega)$ 。所以令 $\mathbf{R}_s^+ = \frac{1}{2}(\mathbf{r}'_1 + \mathbf{r}'_2)$, $\mathbf{R}_s^- = \mathbf{r}'_2 - \mathbf{r}'_1$,经过简单的计算有

$$\widetilde{C}_{ij}^F(-k\mathbf{s}'_1, k\mathbf{s}'_2) = \widetilde{S}_{ij}^F[k(\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2), \omega] \widetilde{\eta}_{ij}^F\{k[\mathbf{s}_0 - (\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2)/2], \omega\}, \quad i, j = x, y, z \quad (17)$$

式中

$$\begin{aligned} \widetilde{S}_{ij}^F(k\mathbf{u}, \omega) &= \int_V S_{ij}^F(\mathbf{R}_s^+, \omega) \exp(ik\mathbf{R}_s^+ \cdot \mathbf{u}) d^3 R_s^+, \\ \widetilde{\eta}_{ij}^F(k\mathbf{u}, \omega) &= \int_V \eta_{ij}^F(\mathbf{R}_s^-, \omega) \exp(ik\mathbf{R}_s^- \cdot \mathbf{u}) d^3 R_s^-. \end{aligned}$$

根据(8),(13),(14),(15)和(17)式,可以得到光谱密度

$$\begin{aligned} S^s(r\mathbf{s}, \omega) = \text{tr} \mathbf{W}^s(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega) &= \frac{1}{r^2} \{ \widetilde{S}_{xx}^F(0, \omega) \widetilde{\eta}_{xx}^F[k(\mathbf{s}_0 - \mathbf{s}), \omega] + \cos^4 \varphi \widetilde{S}_{yy}^F(0, \omega) \widetilde{\eta}_{yy}^F[k(\mathbf{s}_0 - \mathbf{s}), \omega] + \\ &\quad \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi \widetilde{S}_{zz}^F(0, \omega) \widetilde{\eta}_{zz}^F[k(\mathbf{s}_0 - \mathbf{s}), \omega] \}. \end{aligned} \quad (18)$$

其中 tr 为矩阵的迹。再根据散射远场的光谱相干度的定义^[21]

$$\eta^s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \frac{\text{tr} \mathbf{W}^s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)}{\sqrt{\text{tr} \mathbf{W}^s(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, \omega) \text{tr} \mathbf{W}^s(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2, \omega)}}, \quad (19)$$

可以得到

$$\begin{aligned} \text{tr} \mathbf{W}^s(r_1 \mathbf{s}_1, r_2 \mathbf{s}_2, \omega) &= M \widetilde{S}_{xx}^F[k(\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2), \omega] \widetilde{\eta}_{xx}^F\{k[\mathbf{s}_0 - (\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2)/2], \omega\} + \\ &M \{ b_{22} \widetilde{S}_{yy}^F[k(\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2), \omega] \widetilde{\eta}_{yy}^F\{k[\mathbf{s}_0 - (\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2)/2], \omega\} + b_{33} \widetilde{S}_{zz}^F[k(\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2), \omega] \widetilde{\eta}_{zz}^F\{k[\mathbf{s}_0 - (\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2)/2], \omega\} \}, \end{aligned} \quad (20)$$

式中 $M = \frac{\exp[ik(r_2 - r_1)]}{r_1 r_2}$, b_{ij} 的值同(15)式。而且又因为

$$\sqrt{\text{tr}W^s(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_i, \omega)} = \sqrt{S^s(r_i, s_i, \omega)}, \quad (21)$$

将(18), (20), (21)式代入(19)式, 可以得到三维散射场的光谱相干度。

3 散射远场的光谱密度和光谱相干度的仿真结果

假设 $C_{ii}^F(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, \omega)$ 的每个量都是高斯相关的 ($i = x, y, z$), 即

$$S_{ii}^F(\mathbf{r}, \omega) = M_i \exp[-\mathbf{r}^2 / 2\sigma_{si}^2], \quad (22)$$

$$\eta_{ii}^F(\mathbf{r}, \omega) = \exp[-\mathbf{r}^2 / 2\sigma_{\eta_i}^2], \quad (23)$$

式中 M_i, σ_{si} 和 σ_{η_i} 都是正数。为了直观地在仿真图中表明各向异性 and 对应的各向同性介质散射远场的归

一化光谱密度和光谱相干度之间的区别和联系, 任意选取两组参量来进行仿真。首先取参数 $M_y = M_x, M_z = 2M_y, \sigma_{sy} = \sigma_{sx}, \sigma_{sz} = 2\sigma_{sx}, \sigma_{\eta y} = \sigma_{\eta x}, \sigma_{\eta z} = 2\sigma_{\eta x}, \sigma_{sx} = 0.1 \mu\text{m}, \sigma_{\eta x} = 0.5 \mu\text{m}, M_x = 0.09$, 仿真后得到了图 1(a), 图中实线表示的是各向异性 QH 介质散射远场的归一化光谱密度, 而点线、虚线和点划线分别代表了参数为 $(M_x, \sigma_{sx}, \sigma_{\eta x})$, $(M_y, \sigma_{sy}, \sigma_{\eta y})$ 和 $(M_z, \sigma_{sz}, \sigma_{\eta z})$ 的各向同性 QH 介质的散射远场的归一化光谱密度; 图 1(b) 的参数是 $M_y = 2M_x, M_z = 3M_y, \sigma_{sy} = 2\sigma_{sx}, \sigma_{sz} = 3\sigma_{sx}, \sigma_{\eta y} = 2\sigma_{\eta x}, \sigma_{\eta z} = 3\sigma_{\eta x}$, 其他变量与图 1(a) 仿真取值相同。通过对比可以发现, 各向异性介质的归一化光谱密度近似为对应的各向同性介质的归一化光谱密度的平均, 但每一个分量贡献的权重不同, 而且随着角度的变化该权重也会发生改变。

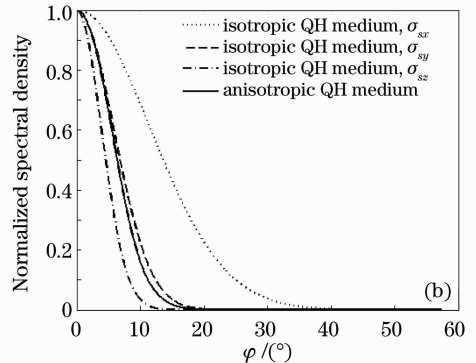
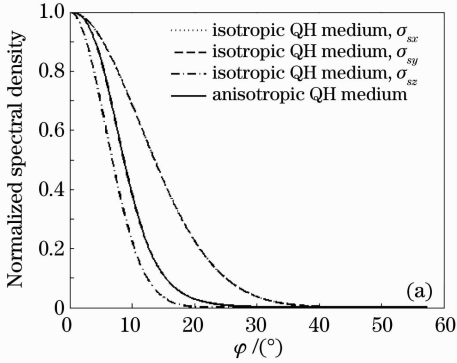
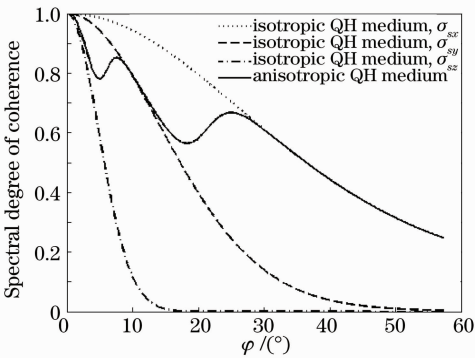


图 1 各向异性 and 对应的各向同性介质的散射远场的归一化光谱密度

Fig. 1 Normalized spectral density of the electromagnetic scattering field of an anisotropic QH medium and of its corresponding isotropic QH medium

图 2 为上述 4 个介质散射远场的光谱相干度, 图列含意与图 1 相同。由图 2 可见各向异性 QH 介



质的光谱相干度是起伏变化的, 在 $\varphi = 0^\circ, 7.5^\circ, 25^\circ$ 时有三个峰值。而且当 $0^\circ \leq \varphi \leq 5^\circ$ 时, 实线和点划线比较接近; 当 $7.5^\circ \leq \varphi \leq 18^\circ$ 时, 实线又特别靠近虚线; 当 $\varphi \geq 25^\circ$ 时, 实线和点线又几乎重合。

4 结 论

对电磁平面波经各向异性 QH 介质散射后散射远场的相干特性进行了研究分析, 得到了其散射远场的光谱密度和光谱相干度的计算公式。然后进行了数值模拟实验, 发现了在相同条件下各向异性 QH 介质和对应参量的各向同性 QH 介质散射远场的归一化光谱密度和光谱相干度之间的区别和联系。进一步的工作将对结果量化, 找到它们之间的定量关系, 从而更深入地研究各向异性 QH 介质。

图 2 各向异性 and 对应的各向同性介质散射远场的光谱相干度

Fig. 2 Spectral degree of coherence of the electromagnetic scattering field of anisotropic QH medium and of its corresponding isotropic QH medium

参 考 文 献

- 1 Li Binzhong, Lü Baida. Beam combination characteristics of partially coherent beams[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(9): 2337~2340
李宾中, 吕百达. 部分相干光光束合并的光束传输变换特性[J]. *中国激光*, 2009, **36**(9): 2337~2340
- 2 Deng Juxiang, Liang Yanmei. Noise reduction with wavelet transform in optical coherence tomographic images [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(8): 2138~2141
邓菊香, 梁艳梅. 光学相干层析图像的小波去噪方法研究[J]. *光学学报*, 2009, **29**(8): 2138~2141
- 3 Yan Aimin, Liu Liren, Dai Enwen *et al.*. Experimental study on beam combination and aperture filling of coherent laser arrays using conjugate Dammann grating[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(6): 1822~1826
闫爱民, 刘立人, 戴恩文等. 相干激光阵列的逆达曼光栅合束孔径装填实验研究[J]. *光学学报*, 2010, **30**(6): 1822~1826
- 4 Huang Zhimeng, Luo Yongquan, Zhang Dayong *et al.*. Transformation characteristic of phase and polarization in laser coherent combination [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(s1): 172~176
黄智蒙, 骆永全, 张大勇等. 激光相干合成中的相位与偏振态变化特性[J]. *中国激光*, 2010, **37**(s1): 172~176
- 5 Zhu Yingbin, Du Xinyue, Zhao Daomu. Generalized Stokes parameters for polarization properties of stochastic electromagnetic beams on propagation [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(9): 2332~2336
朱映彬, 杜新悦, 赵道木. 基于广义 Stokes 参量的随机电磁光束偏振态传输特性[J]. *中国激光*, 2009, **36**(9): 2332~2336
- 6 L. Mandel, E. Wolf. *Optical Coherence and Quantum Optics* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. 147~220
- 7 W. H. Carter, E. Wolf. Scattering from quasi-homogeneous media [J]. *Opt. Commun.*, 1988, **67**(2): 85~90
- 8 D. G. Fischer, E. Wolf. Inverse problems with quasi-homogeneous random media [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1994, **11**(3): 1128~1135
- 9 T. D. Visser, D. G. Fischer, E. Wolf. Scattering of light from quasi-homogeneous sources by quasi-homogeneous media [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2006, **23**(7): 1631~1638
- 10 E. Baleine, A. Dogariu. Variable-coherence tomography for inverse scattering problems [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2004, **21**(10): 1917~1923
- 11 O. Korotkova, G. H. Brian, L. G. Victor *et al.*. Coherence and polarization properties of far fields generated by quasi-homogeneous planar electromagnetic sources [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2005, **22**(11): 2547~2556
- 12 D. Zhao, O. Korotkova, E. Wolf. Application of correlation-induced spectral changes to inverse scattering [J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(24): 3483~3485
- 13 C. Ding, Y. Cai, O. Korotkova *et al.*. Scattering-induced changes in the temporal coherence length and the pulse duration of a partially coherent plane-wave pulse [J]. *Opt. Lett.*, 2011, **36**(4): 517~519
- 14 Y. Xin, Y. Chen, Q. Zhao *et al.*. Beam radiated from quasi-homogeneous uniformly polarized electromagnetic source scattering on quasi-homogeneous media [J]. *Opt. Commun.*, 2007, **278**(2): 247~252
- 15 Y. Xin, Y. He, Y. Chen *et al.*. Correlation between intensity fluctuations of light scattered from a quasi-homogeneous random media [J]. *Opt. Lett.*, 2010, **35**(23): 4000~4002
- 16 Li Jia. Theoretical study on determination of strength of scattering potential of quasi-homogeneous media by visibility of intensity correlated field [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(7): 0726002
李伽. 强度相关场对比度测量准均匀介质散射势强度的理论研究 [J]. *光学学报*, 2011, **31**(7): 0726002
- 17 X. Du, D. Zhao. Scattering of light by Gaussian-correlated quasi-homogeneous anisotropic media [J]. *Opt. Lett.*, 2010, **35**(3): 384~386
- 18 X. Du, D. Zhao. Scattering of light by a system of anisotropic particles [J]. *Opt. Lett.*, 2010, **35**(10): 1518~1520
- 19 L. Tsang, J. A. Kong, K. H. Ding. *Scattering of Electromagnetic Waves: Theories and Applications* [M]. New York: Wiley-Interscience, 2000. 280~287
- 20 E. Wolf. Unified theory of coherence and polarization of random electromagnetic beams [J]. *Phys. Lett. A*, 2003, **312**(5-6): 263~267
- 21 M. Born, E. Wolf. *Principles of Optics* [M]. Yang Jiasun Transl. Beijing: Science Press, 1978. 182~190
玻恩, 沃尔夫. *光学原理* [M]. 杨葭孙译. 北京: 科学出版社, 1978. 182~190

栏目编辑: 李文喆