

经成像系统二次调制的动态散斑的 空时相关性质*

刘 迎 马世宁 杜福礼

叶 声 华

(天津大学物理系, 天津 300072)

(天津大学精密仪器工程系, 天津300072)

提 要

高斯光束经位于成像系统共轭面的两个散射体(其中一个为恒速运动)后, 在距像面为菲涅尔区的观测面上形成了串级动态散斑场。理论分析和实验测量结果均表明, 这种动态散斑的空-时相关函数与一次散射形成的动态散斑相比, 对散射体的运动十分敏感, 但其时间相关长度与速度的倒数仍然保持线性关系。

关键词: 像面二次调制, 串级动态散斑, 空时相关。

一、引 言

近年来, 激光两次经过漫散射体形成的串级散斑(cascaded speckle)受到人们的关注。在已研究的光学系统中, 两个散射体间隔一定的距离平行放置, 第一个散射体表面的光场通过自由空间传播照射到第二个散射体上^[1,2]。由于这样形成的串级散斑与两个散射体的间距有关, 并且当间距较大时, 接收面上的光强度十分弱, 因而限制了它的应用。本文提出了一种新的光学系统, 在这种光学系统中, 两个散射体位于成像系统的共轭面, 第一个散射体表面的时变光场在像平面通过第二个漫散射体时受到二次随机调制; 并研究了在距像平面为菲涅尔区的观测面上所形成的串级动态散斑场的统计性质。理论分析和实验结果均表明, 本文提出的光学系统改进了上述缺点。

二、时变散斑振幅的空-时相关

图1为讨论中所使用的光学系统。散射体 G_1 和 G_2 分别处于透镜 L 的共轭面, G_1 在 $\zeta_0-\eta_0$ 面内以速度 v 匀速运动。用一高斯光束照明 G_1 , 并设照射在散射体上的光场为

$$U_0(\zeta_0) = \exp(-\zeta_0^2/\omega_0^2), \quad (1)$$

式中 ω_0 为光腰半径。假定散射体 G_1 和 G_2 只引起散射光波相位的随机起伏, 则 G_1 出射表面的光场为**

$$U_0(\zeta_0; t) = U_0(\zeta_0) \exp[i\phi_1(\zeta_0 - vt)], \quad (2)$$

式中 $\phi_1(\zeta_0 - vt)$ 为随机相位调制项。像平面的光场分布为

收稿日期: 1990年12月10日; 收到修改稿日期: 1991年3月19日

* 本工作得到国家自然科学基金的资助。

** 为书写简单起见, 在下面推导中均采用一维形式

$$U(\zeta; t) = \int U_0(\zeta_0; v, h(\zeta_0; \zeta)) d\zeta_0 \quad (3)$$

对于准理想成像系统, 点扩散函数的形式为^[3]

$$h(\zeta_0; \zeta) = K \delta(\zeta - M\zeta_0), \quad K = \exp(i2\pi\zeta/\lambda d), \quad (4)$$

为简单起见, 令 $M=1$, 因此得到

$$U(\zeta; t) = KU_0(\zeta \exp[i\phi_1(\zeta - vt)]). \quad (5)$$

现在, 光场 $U(\zeta; t)$ 照射到位于像平面上的散射体 G_2 , 所以 G_2 出射表面的光场为

$$A_0(\zeta; t) = U(\zeta; t) \exp[i\phi_2(\zeta)], \quad (6)$$

式中 $\phi_2(\zeta)$ 是 G_2 产生的随机相位调制项。观察面设在 G_2 的非涅耳衍射区, 距 $(\zeta-\eta)$ 平面的距离为 z , 观察点 (x, y) 处的场振幅应为

$$A(x; t) = \int A_0(\zeta; t) \exp[i\pi/\lambda z (x-\zeta)^2] d\zeta, \quad (7)$$

(式中略去了 $(1/i\lambda z)$ 因子), 定义其空-时相关函数 $\Gamma_A(x, x'; t, t') = \langle A^*(x; t) A(x'; t') \rangle$, 利用(7)式得到

$$\Gamma_A(x, x'; t, t') = C_1 \iint R_g \exp\left[i\frac{\pi}{\lambda z}(\zeta'^2 - \zeta^2)\right] \exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda z}(\zeta'x' - \zeta x)\right] d\zeta d\zeta', \quad (8)$$

式中 $R_g = \langle A_0^*(\zeta; t) A_0(\zeta'; t') \rangle$, 表示散射屏 G_2 出射平面光场复振幅的自相关函数, C_1 是一复指数函数。利用(6)、(5)和(1)式, 得到

$$R_g = \exp[-(\zeta'^2 + \zeta^2)/\omega_0^2] \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda d}(\zeta' - \zeta)\right] \langle \exp\{i[\phi_2(\zeta') - \phi_2(\zeta)]\} \rangle \cdot \langle \exp\{i[\phi_1(\zeta' - vt') - \phi_1(\zeta - vt)]\} \rangle. \quad (9)$$

在下面的推导中, 作如下假设: (1) 散射屏 G_1 和 G_2 在线偏振单色平面波照明下, 其出射面的光场满足高斯散斑的基本假设^[4], 并且(2)其相位涨落的自相关函数具有高斯形式^[5], 即在(9)式中

$$\left. \begin{aligned} \langle \exp\{i[\phi_1(\zeta' - vt') - \phi_1(\zeta - vt)]\} \rangle &= \exp\{-(\zeta' - \zeta_1 - v\phi)^2/\beta_1^2\}, \\ \langle \exp\{i[\phi_2(\zeta') - \phi_2(\zeta)]\} \rangle &= \exp[-(\zeta' - \zeta)^2/\beta_2^2], \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

式中 $\tau = t' - t$, β_1 和 β_2 是 G_1 和 G_2 的有效相关长度。将(9)、(10)两式代入(8)式, 积分后得到

$$\Gamma_A(x, x'; \tau) = C_1 C_2 \exp[-(\beta^2/4r_s^2\omega_0^2)(x' + x)^2] \cdot \exp\{-(\beta/2r_s^2\beta'^2)[x' - x - K_1(\beta/\beta_1^2)v\tau]^2\} \cdot \exp\{-\beta_1^{-2}[1 - (\beta'/\beta_1)^2](v\tau)^2\}. \quad (11)$$

式中 C_2 是一复指数函数,

$$\left. \begin{aligned} \beta^- &= \beta_1^{-2} + \beta_2^{-2} + (2\omega_0^2)^{-1} + (K_1^2/2r_s^2), \quad \beta'^{-2} = \beta^{-2} - (K_1^2/2r_s^2), \\ K_1 &= 1 + 2(z/d), \quad r_s = (\lambda z/\pi\omega_0^2). \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

r_s 表示入射光直接照射到 G_2 时, 接收平面散斑颗粒的平均尺度。

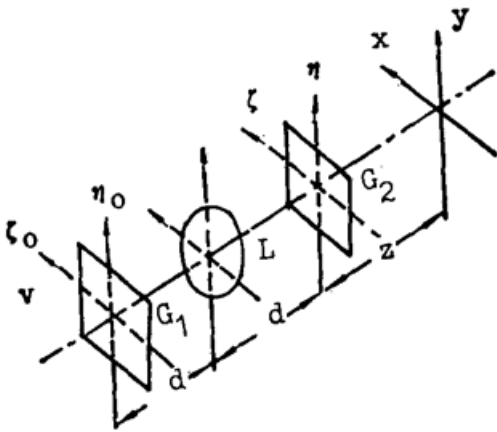


Fig. 1 Schematic diagram of the optical configuration

三、强度涨落的空-时相关函数及讨论

对于一个光学测量来说,光强是更具有实际意义的物理量。根据前面的假设,由于单个散射屏满足高斯斑纹的基本假设,所以经串级散射在接收平面形成的散斑场仍为高斯散斑场,即复振幅服从圆型高斯统计。因此归一化强度涨落空-时相关

$$\langle \Delta I(x; t) \Delta I(x'; t') \rangle = |\Gamma_A(x, x'; \tau)|^2 \text{ 记为 } O_{\Delta I}(x, x'; \tau)。$$

利用(11)式即可得

$$\begin{aligned} O_{\Delta I}(x, x'; \tau) = & \exp[-(\beta^2/2\omega_0^2 r_s^2)(x'+x)^2] \\ & \cdot \exp\{-(\beta^2/r_s^2 \beta') [x'-x - K_1(\beta'/\beta_1)^2 v\tau]^2\} \\ & \cdot \exp\{-(2\beta_1^{-2} [1 - (\beta'/\beta_1)^2] (v\tau)^2)\}。 \end{aligned} \quad (13)$$

下面就(13)式作几点讨论。

(1) 从(13)式可见, $O_{\Delta I}$ 与观察点有关,即散斑强度不再是空间平稳的随机过程。然而在实际情形中, $(\beta^2/2\omega_0^2 r_s^2) \ll 1$, 因此,在不太大的观察区域内,可以将其视为平稳的随机过程。在这种近似下,上式可写为

$$\begin{aligned} O_{\Delta I}(\Delta x; \tau) = & \exp\{-(\beta^2/r_s^2 \beta') [\Delta x - K_1(\beta'/\beta_1)^2 v\tau]^2\} \\ & \cdot \exp\{-(2/\beta_1^2) [1 - (\beta'/\beta_1)^2] (v\tau)^2\}。 \end{aligned} \quad (14)$$

(2) 令 $\Delta x = 0$, 得到时间自相关函数

$$\left. \begin{aligned} O_{\Delta I}(0, \tau) &= \exp[-\tau^2/\tau_{20}^2], \\ \tau_{20} &= (\beta_1/v) \{2[1 - (\beta/\beta_1)^2]\}^{-1/2}。 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

由此可见,相关时间 τ_{20} 主要由系统参数 β_1 控制,而对于一次散射形成的散斑,其相关时间 τ_{10} 由 ω_0 和 r_s 控制^[9]。由于 $\beta_1 \ll \omega_0$ (或 r_s), 因此 $\tau_{20} \ll \tau_{10}$, 这就是经像面二次调制的串级散斑对散射体运动十分敏感的原因所在。其它参数 d, z, ω_0 均含在 β 中(见(11)式),因而大大降低了它们对相关时间的影响。

(3) (14)式可改写为下列形式

$$\left. \begin{aligned} O_{\Delta I}(\Delta x; \tau) &= \exp[-(\tau - \tau_d)^2/\tau_{20}^2] \exp[-(\Delta x/x_0)^2(1-\gamma)^2], \\ \tau_d &= \frac{\Delta x}{v} \frac{\beta_1^2 \gamma}{\beta' K_1}, \quad \gamma = \frac{K_1^2 \beta'}{(r_s/\omega_0)^2 + K_1^2}, \quad x_0 = r_s \left(\frac{\beta'}{\beta^2} \right), \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

x_0 表征散斑颗粒的平均尺度。由于 β 是比 β_1 (或 β_2) 还小的量,因此实际上 $\gamma \ll 1$ 。所以,当 $\Delta x > x_0$ 时, $O_{\Delta I}$ 变得非常小,就是说,如果两个观察点之间的距离大于 x_0 , 那么这两个观察点的强度在各自的位置上作随机起伏这与实际观测结果相同。

综上所述可以得到如下结论: (1) 强度可视为局部平稳的随机过程; (2) 时间相关仍具有高斯函数形式,并且相关时间的倒数与散射体的速度成线性关系(见(15)式); (3) 散斑运动只呈现“沸腾”的形式。

四、实验结果

实验装置如图2所示。两个散射体 G_1 和 G_2 (均为毛玻璃) 分别处于透镜 L 的共轭面

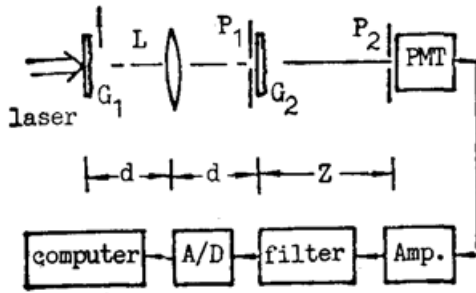


Fig. 2 Block diagram of experiment setup

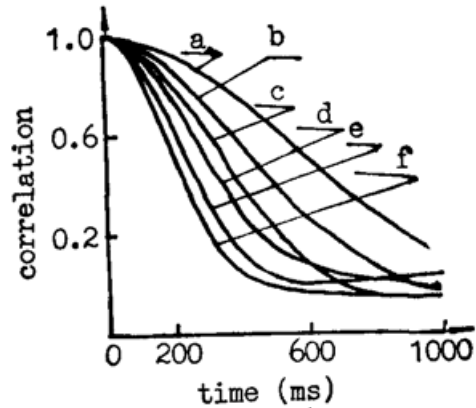


Fig. 3 Time-correlation functions for different velocities

内, G_1 放在迈克尔逊干涉仪上, 由一电机拖动, 放在 G_2 前的针孔 P_1 挡住了杂散光。使用

2 mW 的 He-Ne 激光作光源, 在接收平面 ($Z = 300$ mm), 散斑强度信号通过针孔 P_2 (直径 $15 \mu\text{m}$) 由光电倍增管 (PMT) 接收, 经放大、滤波后, 通过模数转换接口 (A/D) 进入计算机, 由计算机完成相关运算。当散射体以每秒 5.0、7.0、9.0、11.0、13.0 和 $15.0 \mu\text{m}$ 的速度运动时, 散斑强度涨落的时间自相关函数的估值结果如图 3 中相应的曲线 a~f 所示。每条曲线是测量 5 次求平均的结果, 每次测量的采样点的数目是 4096。从图中可以看出, 相关曲线具有很好的高斯函数形式, 并随速度的增加峰宽变窄。

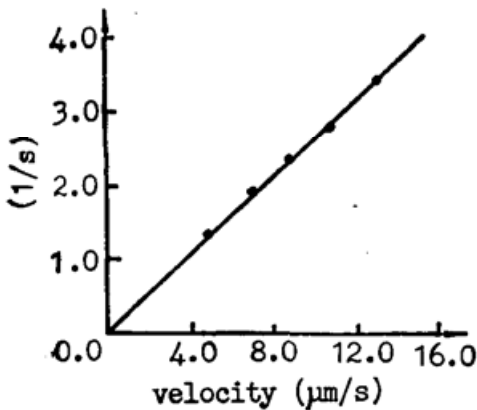


Fig. 4 Reciprocal of time-correlation length vs. velocity

图 4 给出了相关时间的倒数与速度的关系, 显然呈很好的线性。

本文的理论分析与实验结果均表明, 经像面二次调制的串级动态散斑对微小的速度和微小的速度变化是非常灵敏的。在实际应用中, 这种光学系统的突出优点是: ① 时变散斑将散射体的微小运动“放大”了, 从而大大提高了灵敏度并缩短了测量时间; ② 使本来很复杂的两次随机调制系统得以简化, 提高了系统的实用性; ③ 可以用于本身不具有两个散射面的被测物体。

参 考 文 献

- [1] L. G. Shirley, N. George; *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1989, **6**, No. 6 (Jun), 765~781.
- [2] T. Okamoto, T. Asakura; *J. Mod. Opt.*, 1990, **37**, No. 3 (Mar.), 389~408.
- [3] J. W. Goodman 著, 詹达三等译;《傅里叶光学导论》, (科学出版社, 北京, 1976), 115~125.
- [4] J. O. Dainty 著, 黄乐天等译;《激光斑纹及有关现象》, (科学出版社, 北京, 1981), 第二章.
- [5] 彭翔, 刘迎, 马世宁, 叶声华;《光学学报》, 1990, **10**, No. 5 (May), 464~469.
- [6] X. Peng, Y. Liu *et al.*; *Optik*, 1989, **82**, No. 1 (Jan), 19~21.

Correlation properties of dynamic speckles doubly-scattered in an imaging system and their application

LIU YING, MA SHINING AND DU FULI

(Department of Physics, Tianjin University, Tianjin 300072)

YE SHENGHUA

(Department of Precision Instrumentation Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072)

(Received 10 December 1990; revised 19 March 1991)

Abstract

After propagating through two diffusers (with one moving) placed on the two conjugate planes of an imaging system, a Gaussian beam is modulated randomly to form a dynamic cascade speckle field in the Fresnel zone with respect to the image plane. Both theoretical analysis and experimental results indicate that the linear dependence of the reciprocal of the time-correlation length on the velocity of the moving diffuser is still held in this case. Moreover, the time-space correlation function of the speckle field is more sensitive to the motion of the diffuser than that of single-scattered speckle.

Key words: modulation of image speckles, dynamic cascade speckle, space-time correlation.