

# 时域飞秒散斑的特性与测量<sup>\*</sup>

刘文军<sup>†</sup> 曹武刚 郭金鑫 刘海磊 曲士良

(哈尔滨工业大学(威海)光电科学系,威海 264209)

(2007 年 3 月 5 日收到;2007 年 9 月 28 日收到修改稿)

阐述了飞秒激光脉冲在随机介质传播过程中产生时域散斑的原理,并对时域飞秒散斑进行了测量.时域飞秒散斑的产生是飞秒脉冲在随机介质中经历多重散射形成的随机干涉现象在时域的体现.初步讨论了时域散斑的统计特性并给出了相应的实验结果.

关键词:时域散斑,飞秒脉冲,随机介质

PACC:4225H,4210,4230D

## 1. 引言

由于光与随机介质的相互作用在大气探测分析、医学成像及随机介质特性分析等领域有着重要的应用,所以光与随机介质的相互作用一直以来都是一个热门的研究课题<sup>[1-13]</sup>.一束相干光在随机介质中传播时,由于多重散射光场在随机介质中经历了极其复杂的传播路径,导致光电场的振幅被无规则调制,相位分布也极其复杂,光的相干性被破坏.在透射光中将包括两个分量:一是没有发生散射的相干或冲击分量;二是多重散射光场,这一分量也可以称为非相干或漫射分量<sup>[14]</sup>.由于多重散射光之间的干涉,透射光将表现出散斑现象.

当飞秒激光脉冲在随机介质中传播时,由于在传播方向上相干分量和散射分量同时存在,出射脉冲光场是一个多重波动场,而且这种波动存在于空域、时域和频域.文献<sup>[15]</sup>详细地讨论了飞秒激光空间散斑的特性.由于从随机介质中透射出的散射光之间的随机干涉,必将导致时域内的飞秒脉冲波形出现不同程度的波动,即时域内的散斑效应<sup>[16-18]</sup>.

## 2. 理 论

假定光在随机介质中传播时发生的是弹性散

射.随机介质可以看成是线性系统,光在线性系统中传播时遵从 Helmholtz 方程.飞秒激光脉冲正入射到厚度为  $L$  的随机介质表面,设入射表面处  $z=0$ ,任意时刻  $t$  在随机介质中任意位置  $(\xi, \zeta, z)$  处,飞秒脉冲的电场是与时间有关的函数

$$E(\xi, \zeta, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) A(\xi, \zeta, z) \times \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (1)$$

式中  $S(\omega)$  表示入射飞秒脉冲的光谱分布,  $A(\xi, \zeta, z)$  表示脉冲的空间分布.在随机介质中  $A(\xi, \zeta, z)$  是由相干分量和所有的多重散射分量在位置  $(\xi, \zeta, z)$  处的叠加所决定.脉冲场强度的平均值为

$$\begin{aligned} & |E(\xi, \zeta, z, t)|^2 \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} S[\omega + (\Delta\omega/2)] \\ &\quad \times S^*[\omega - (\Delta\omega/2)] \\ &\quad \times A_{\omega+\Delta\omega/2}(\xi, \zeta, z) A_{\omega-\Delta\omega/2}^*(\xi, \zeta, z) \\ &\quad \times \exp[-i(\Delta\omega)t] \mathcal{K}(\Delta\omega) d\omega, \quad (2) \end{aligned}$$

式中  $\Delta\omega$  表示脉冲的光谱宽度,  $\cdot$  表示求平均.从(2)式中可以看出,随机介质中脉冲场强度的平均值由频率相关函数  $C(\omega, \xi, \zeta, z) = A_{\omega+\Delta\omega/2}(\xi, \zeta, z) A_{\omega-\Delta\omega/2}^*(\xi, \zeta, z)$  的傅里叶变换决定.为了推导方便,采用下列坐标形式:

$$\mathbf{r}_i = \xi\mathbf{i} + \zeta\mathbf{j} + z\mathbf{k}, \quad (3)$$

式中  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$  分别为单位矢量.由空间-频率相关函数可以推导出频率相关函数,空间-频率相关函数

<sup>\*</sup> 哈尔滨工业大学优秀团队支持计划资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: liuwenjun86@163.com

满足 Bethe-Salpeter 方程

$$\begin{aligned} \alpha(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = & A_{\omega+\Delta\omega/2}(\mathbf{r})A_{\omega-\Delta\omega/2}^*(\mathbf{r}) \\ & + \int G_{\omega+\Delta\omega/2}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) \\ & \times G_{\omega-\Delta\omega/2}(\mathbf{r}', \mathbf{r}_2) U(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_3; \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_4) \\ & \times \alpha(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4; \omega) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}_4, \quad (4) \end{aligned}$$

式中  $\alpha(\cdot)$  是格林函数的平均值,  $U$  是不可约  $\delta$  函数, 可分别表示为<sup>[19]</sup>

$$\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \approx -\frac{\exp(i\mathbf{k}|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}, \quad (5)$$

$$U(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_3; \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_4) = \frac{4\pi}{l} \chi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3) \chi(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \chi(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_4). \quad (6)$$

把(5),(6)式代入(4)式并进行计算化简后可得<sup>[20]</sup>

$$\begin{aligned} \alpha(\mathbf{r}, \omega) = & \exp\left(\frac{i\omega z}{v} - \frac{z}{l}\right) \\ & + \frac{1}{4\pi l} \int \frac{\exp[(i\omega/v - 1/l)\chi|\mathbf{r}-\mathbf{r}_1|]}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_1|^2} \\ & \times \alpha(\mathbf{r}_1, \omega) d\mathbf{r}_1. \quad (7) \end{aligned}$$

由于随机介质中的光源项取决于纵向坐标  $z$  而与横向坐标  $\xi$  和  $\zeta$  无关, 因此频率相关函数与横向坐标无关, 即  $\alpha(\omega, \xi, \zeta, z) = \alpha(\omega, z)$ .

$$\begin{aligned} \alpha(\omega, z) \\ = \exp\left(\frac{i\omega z}{v} - \frac{z}{l}\right) + \frac{1}{4\pi l} \int_0^L H(z-z_1) \alpha(\omega, z_1) dz_1, \quad (8) \end{aligned}$$

式中

$$C(\tau) = \frac{\sum_{k=1}^N \int_{-\infty}^{\infty} [I_k(r, t) I_k(r, t + \tau) - \langle I(r, t) \rangle \langle I(r, t + \tau) \rangle]}{N \int_{-\infty}^{\infty} I(r, t) I(r, t + \tau) dt}, \quad (13)$$

式中

$$\langle I(r, t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N I_k(r, t). \quad (14)$$

### 3. 实验及结果

测量飞秒激光时域散斑的实验装置如图 1 所示, 飞秒谐振腔输出的飞秒脉冲作为光源, 脉冲光束被分光镜分为两部分, 其中一束作为参考脉冲经过延迟臂, 另一束作为探测脉冲经过随机介质. 来自延迟臂的参考脉冲和从随机介质出射的透射脉冲被焦距为 20 cm 的透镜汇聚到厚度为 50  $\mu\text{m}$  的 BBO 晶

$$H(z-z_1) = \int \frac{\exp\left[\left(\frac{i\omega}{v} - \frac{1}{l}\right)\sqrt{\rho^2 + (z-z_1)^2}\right]}{\rho^2 + (z-z_1)^2} d\rho, \quad (9)$$

$$\rho = \sqrt{\xi^2 + \zeta^2}. \quad (10)$$

这里  $v$  表示光在介质中的传播速度,  $l$  表示相干强度的消光长度,  $l$  表示平均传输自由程. (8)式中的第一项表示透射光场中的相干分量, 第二项表示透射光场中的多重散射分量. 把(8)式代入(2)式可以得到与时间有关的电场分布  $E(\xi, \zeta, z)$ , 正是由于(8)式中第二项多重散射分量的存在, 透射飞秒脉冲的光电场必将表现出时间散斑效应.

由(2)式可得透射飞秒脉冲在随机介质输出面的总平均强度为

$$\begin{aligned} & |E(L, t)|^2 \\ & = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} S(\omega + \Delta\omega/2) S^*(\omega - \Delta\omega/2) \\ & \times \alpha(\omega, L) \exp(-i\Delta\omega t) \chi(\Delta\omega) d\omega. \quad (11) \end{aligned}$$

若入射飞秒脉冲为高斯型, 即光谱分布为

$$S(\omega) = \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2T_0^2}\right],$$

则透射脉冲光电场的归一化强度为

$$\begin{aligned} \langle I(L, t) \rangle = & \frac{1}{2\pi T_0^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2 - (\Delta\omega)^2/4}{T_0^2}\right] \\ & \times \alpha(\omega, L) \exp(-i\Delta\omega t) \chi(\Delta\omega) d\omega. \quad (12) \end{aligned}$$

随机介质中时域散斑场二阶强度相关函数为

体中产生和频信号, 两束光在 BBO 晶体中的交叉角约为  $10^\circ$ ; 产生的和频信号经过宽度可调的狭缝后被光谱仪接收, 基频信号被狭缝的不透光部分遮挡. 当探测臂中无随机介质时, 利用上述实验装置测得和频信号, 此时的和频信号即是谐振腔输出飞秒脉冲的自相关信号. 图 2(a) 中空圈为实验中测量得到的飞秒脉冲的形状, 实线为脉冲形状的高斯拟合. 由图 2(a) 可以看出, 谐振腔输出飞秒脉冲的形状为高斯型脉冲; 飞秒脉冲的宽度为 90 fs, 中心波长为 810 nm, 脉冲光束的平均输出功率为 700 mW. 图 2(b) 为实验中测量得到的飞秒脉冲的电场分布. 把

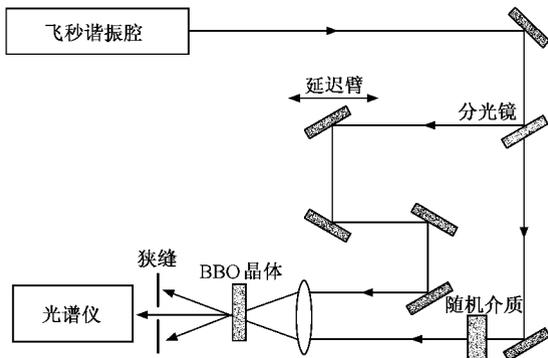


图 1 实验装置示意图

随机介质放入探测臂. 实验中使用的随机介质由金刚砂颗粒组成, 金刚砂颗粒的直径约为  $800\ \mu\text{m}$ , 随机介质的体积为  $10\ \text{mm} \times 10\ \text{mm} \times 4\ \text{mm}$ . 随机介质放在可横向移动的平台, 平台可移动的最小步幅为  $10\ \mu\text{m}$ . 为了计算时域散斑场的统计特性, 对随机介质进行了 5 次测量, 每次测量后将随机介质横向移动  $10\ \mu\text{m}$ , 然后进行下一次测量. 5 次测量结果如图 2 (c) 和 (d) 所示. 为了在同一坐标系中进行比较, 图 2 中的纵坐标分别进行了归一化.

对比图 2 (c) (d) 与图 2 (a) (b) 可以看出: 从随机介质出射的飞秒脉冲形状和电场分布都出现了极大的波动, 波动的尺度为飞秒量级, 这种飞秒尺度的时间波动即是时域飞秒散斑, 同时脉冲的时间宽度被展宽, 脉冲的形状和能量分布都发生了明显的变化, 这主要是因为飞秒脉冲在散射介质中经历的散射路径各不相同, 导致同一脉冲的出射时间、脉冲形状以及能量的分布都有所不同. 只要实验装置的结构保持不变, 图 2 中的测量结果是可以重复再现的.

飞秒脉冲通过随机介质产生时域散斑的主要原因是由于飞秒脉冲在传播的过程中会经历多重散射, 而且飞秒脉冲在散射介质中经历的散射路径各不相同, 出射脉冲的电场是许多散射子波场的叠加. 散射光子的电场特性与它在随机介质中经历的路径有关, 路径短的光子先到达观察面, 路径长的光子后到达观察面, 导致脉冲形状和电场会发生很大的变化. 由于飞秒脉冲的时间带宽积为恒量, 对于变换极限的高斯形状飞秒脉冲而言这个恒量为 0.4413, 因此这种时域散斑波动的时间尺度大小与入射脉冲的光谱宽度成反比. 另外, 当入射光源为相干的连续激光时, 由于连续激光的相干时间尺度远远大于光在

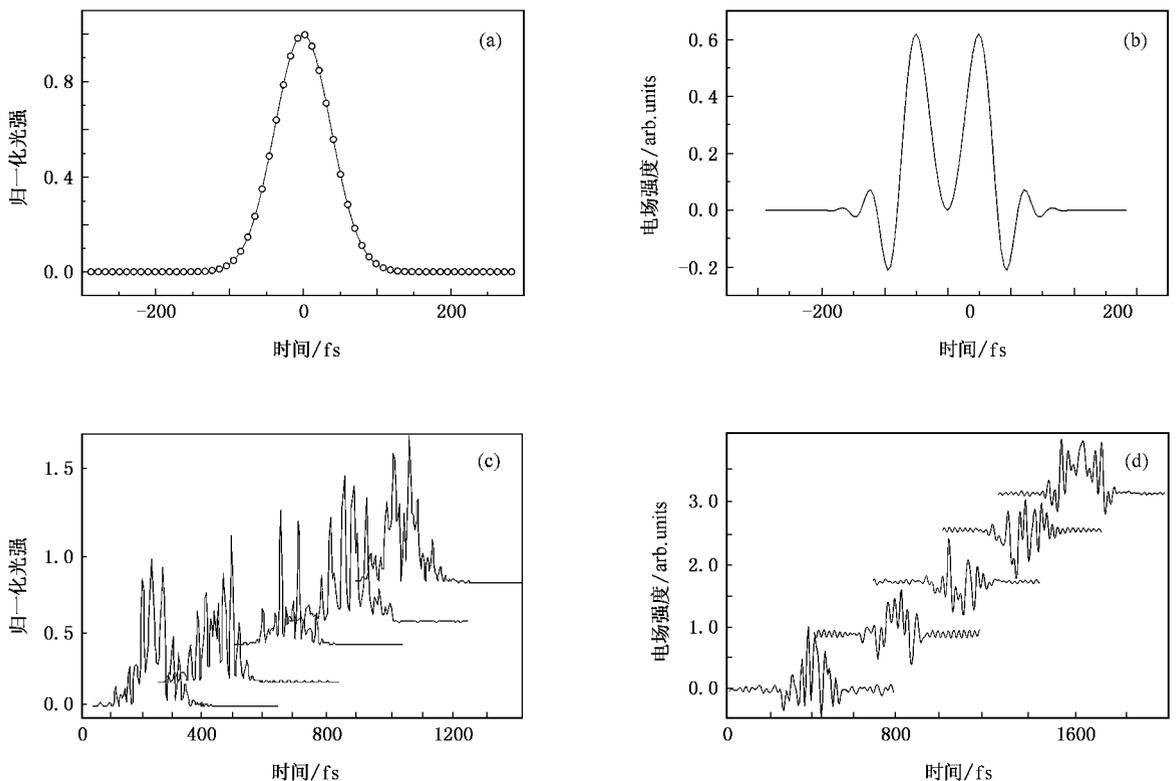


图 2 输入和输出飞秒脉冲的测量结果. (a) 输入飞秒脉冲的形状, 图中的数据点为实验结果, 实线为高斯拟合. (b) 输入飞秒脉冲的电场分布. (c) 输出脉冲的形状. (d) 输出脉冲的电场分布.

随机介质中的运动时间,时域散斑的时间尺度将会变为无穷大,因此对于连续激光而言只能观察到通常的空域光学散斑现象,而无法观察到时域散斑现象.

#### 4. 时域飞秒激光散斑场的统计特性

从图 2(c)(d)可以看出,从随机介质出射的飞秒脉冲和电场是由许多具有飞秒尺度波动的散射子波场叠加而成,因此出射脉冲的电场可以用大量彼此独立的具有随机相位和振幅的电场之和表示.根据中心极限定理可知,大量独立的同一随机变量分布遵从高斯统计分布,因此时域散斑场的分布可以表示为

$$P[E_s(t)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi I_s(t)}} \times \exp\left[-\frac{E_s^2(t)}{2I_s(t)}\right], \quad (15)$$

式中  $E_s(t)$  表示从随机介质出射的时域散斑场,  $I_s(t)$  表示  $t$  时刻时域散斑场的平均强度.由于散射的各个子波场在随机介质中经历的路径各不相同,路径短的光子先到达观察面,路径长的光子后到达观察面,因此在一定测量时间  $\Delta t = t_2 - t_1$  内电场的分布概率应该包括所有的延迟时间为  $\tau$  的子波场.对 (15) 式进行积分可得到时域散斑场的分布概率为

$$P[E_s(t)] = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_1}^{t_2} \frac{1}{\sqrt{2\pi I_s(\tau)}} \times \exp\left[-\frac{E_s^2(\tau)}{2I_s(\tau)}\right] d\tau. \quad (16)$$

实验中测得散射脉冲电场的分布概率如图 3 所示,图中的横坐标表示散射飞秒脉冲电场  $E_s(t)$ ,纵坐标表示散射场的概率,同时为了明显地显示出不同实验数据之间的细微差别,纵坐标采用了对数坐标形式.图 3 中 5 种不同的数据点表示 5 次不同的测量结果,每次测量结束后将随机介质横向移动  $10 \mu\text{m}$ ,然后进行下一次测量,目的是使每次测量中飞秒脉冲在随机介质中经历的位置不同,从而能够计算时域散斑场的统计特性.从图 3 可以看出,5 次实验数据之间的分布存在差别,这主要是由于每次飞秒脉冲在随机介质中经历的路径不同、强度分布的变化不同,从而导致分布概率不同.图 5 中的实线为 5 次实验结果的平均值.

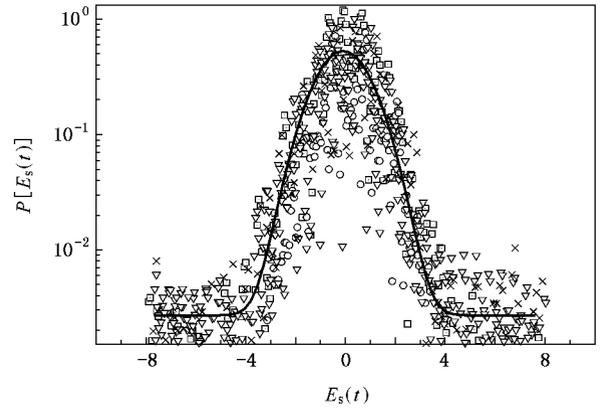


图 3 时域飞秒散斑场的分布概率.数据点为 5 次实验结果,实线为 5 次实验结果的平均值

由于散斑场的强度  $I(t)$  与电场强度  $E_s(t)$  的二次方成正比以及电场强度的统计特性遵从高斯分布,因此散斑场的强度  $I(t)$  必定遵从指数分布规律,并且这种分布应该是普遍的  $\gamma$  分布中的一种特殊情况<sup>[21]</sup>,即

$$P[I(t)] = \frac{1}{I_s(t)} \exp\left[-\frac{I(t)}{I_s(t)}\right]. \quad (17)$$

同样,在一定测量时间  $\Delta t = t_2 - t_1$  内时域散斑强度的分布概率应该包括所有的延迟时间为  $\tau$  的子波场,对 (17) 式进行积分即可得到时域散斑场强度的分布概率为

$$P(I) = \frac{1}{(\Delta t)} \int_{t_1}^{t_2} \frac{1}{I_s(\tau)} \exp\left[-\frac{I}{I_s(\tau)}\right] d\tau. \quad (18)$$

(18) 式可以理解为时域飞秒散斑场强度的概率分布为大量由时间  $\tau$  决定的指数分布的叠加.即使在光源极限带宽  $\Delta\omega = 0$  即连续激光的情形下 (18) 式也适用.当  $\Delta\omega = 0$  时连续光散斑场强度的平均值  $I_s(t) = I_0$  (18) 式变为

$$P(I) = \exp\left(-\frac{I}{I_0}\right). \quad (19)$$

(19) 式即为通常的连续激光空域散斑场强度分布概率.

时域散斑场的时间相关函数可以表示为

$$\begin{aligned} C(\tau) &= I(t)I(t+\tau) \\ &= \frac{1}{v^2} \iint_0^\infty \mathcal{T}(s_1/v) \mathcal{T}(s_2/v) \tilde{E}_m^*(t-s_1/v) \\ &\quad \times \tilde{E}_m(t+\tau-s_1/v) \tilde{E}_m^*(t-s_2/v) \\ &\quad \times \tilde{E}_m(t+\tau-s_2/v) ds_1 ds_2, \end{aligned} \quad (20)$$

式中  $s$  为光子在随机介质中的运动轨迹,  $\mathcal{T}(s/v)$  为

轨迹分布函数,  $v$  为光在随机介质中的速度,  $E_{in}$  表示输入脉冲电场. 由于飞秒脉冲的时间宽度远远小于其在随机介质中的运动时间, 因此在一个飞秒脉冲宽度的时间内, 轨迹分布函数不会发生明显变化, 可以被看成稳定不变的分布, 在这种前提下(20)式进一步简化为

$$\alpha(\tau) = \frac{1}{v^2} |K(\tau)| \left| \int_0^\infty \tilde{E}_{in}^*(s/v) \times \tilde{E}_{in}(s/v + \tau) ds \right|^2. \quad (21)$$

从(21)式可以看出, 时间相关函数的宽度等于脉冲强度包络函数的宽度. 对图 2(c) 中的实验数据进行相关性运算, 得到时间相关函数如图 4 所示. 图 4 中的数据点为实验结果, 实线为 5 次实验结果的平均值, 为了使图像比较清晰, 在图中只给出了两组实验数据, 虚线为入射脉冲的时间自相关函数. 时域散斑场时间相关函数半峰值处的全宽度为 126 fs, 入射飞秒脉冲时间相关函数全宽度为 90 fs.

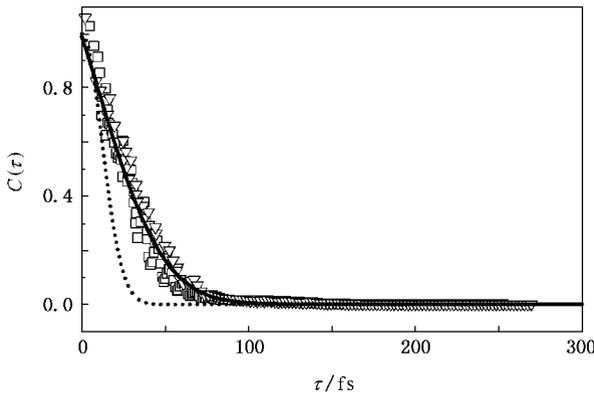


图 4 时域飞秒散斑场的时间相关函数. 数据点为实验结果, 实线为实验结果的平均值, 虚线为入射脉冲的时间相关函数

略去(1)式中的常数项, 则随机介质中的飞秒脉冲电场可以表示为

$$E(\rho, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) A(\rho, z, \omega) \times \exp[-i\omega(t - z/v)] d\omega = A(\rho, z, t) \exp[i\omega_c(t - z/v)] \quad (22)$$

式中  $A(\rho, z, t)$  是脉冲的包络,  $\omega_c$  是中心频率. 时域散斑场的  $n$  阶时间矩可以表示为

$$M^{(n)}(\rho, z) = \int_{-\infty}^{\infty} t^n E^2(\rho, z, t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} t^n A^*(\rho, z, t) A(\rho, z, t) dt. \quad (23)$$

把(22)式代入(23)式并进行计算化简后可得

$$M^{(n)}(\rho, z) = \mathfrak{I} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega_2) \exp\left(i \frac{\omega_2 z}{v}\right) \times \frac{\partial^n}{\partial \omega_1^n} [S(\omega_1) \Gamma \exp(-i\omega_1 z/v)] \Big|_{\omega_1=\omega_2} d\omega_2. \quad (24)$$

这里

$$\Gamma(\rho, z, \omega_1, \omega_2) = A(\rho, z, \omega_1) A^*(\rho, z, \omega_2)$$

为双频相干函数, 它可以展开为下列多项式

$$\Gamma(\rho, z, \omega_1, \omega_2) = \Gamma_0 + \Gamma_1 \delta + \Gamma_2 \delta^2 + \dots, \quad (25)$$

式中

$$\delta = \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_2},$$

$$\Gamma_0 = \Gamma(\omega_2, \omega_2),$$

$$\Gamma_n = \left[ \frac{(-1)^n \omega_2^n}{n!} \right] \frac{\partial^n \Gamma}{\partial \omega_1^n}.$$

双频相干函数  $\Gamma$  满足下列公式:

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial z} + \frac{i}{2k_1 k_2} (k_2 \nabla_1^2 - k_1 \nabla_2^2) \Gamma + \frac{1}{8} [(k_1^2 + k_2^2) \mathcal{V}(0) - 2k_1 k_2 \mathcal{V}(\rho_2 - \rho_1)] \Gamma = 0, \quad (26)$$

$$\mathcal{V}(\rho_2 - \rho_1) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{B}(\rho_2 - \rho_1, z) dz, \quad (27)$$

式中  $\rho_i = (\xi_i, \zeta_i)$ ,  $i=1, 2$ ,  $\mathcal{B}(\rho_2 - \rho_1, z)$  是介质的介电系数, 文献[22, 23]详细地给出了这类方程的解法. 设入射飞秒脉冲为高斯形状, 即

$$A(t) = \exp\left[-\frac{t^2}{T^2}\right],$$

依照文献[22, 23]中给出的解法, 可以解出时间矩  $M^{(n)}$  的前三项为<sup>[24]</sup>

$$M^{(0)} = \sqrt{2\pi} T_0 / 2, \quad (28)$$

$$M^{(1)} = \frac{\mathfrak{I}(1 - V_2 z/4)}{v} M^{(0)}, \quad (29)$$

$$M^{(2)} = \left( \frac{T_0^2}{4} + \frac{z^2}{v^2} - \frac{z^3 V_2}{2v^2} + \frac{zV_0}{4v^2} + \frac{V_2^2 z^4}{16v^2} + \frac{4V_4 z^3}{3\omega_c^2} \right) M^{(0)}. \quad (30)$$

同样可以求出时域散斑场时间矩的其他高阶项, 只不过推导过程稍微复杂一些.

## 5. 结 论

从理论上分析了时域飞秒激光散斑的产生原

理,并对随机介质中的时域飞秒激光散斑进行了测量,给出了时域飞秒激光散斑的统计特性和相应的

实验结果. 实验中时域飞秒激光散斑的测量方法对于研究散射超快光谱学具有应用方面的意义.

- [ 1 ] Singer J R , Grunbaum F A , Kohn P D , Zubelli J P 1990 *Science* **248** 990
- [ 2 ] Wang L , Ho P P , Liu C , Zhang G , Alfano R R 1991 *Science* **253** 769
- [ 3 ] McKinney J D , Webster M A , Webb K J , Weiner A M 2000 *Opt. Lett.* **25** 4
- [ 4 ] Kuditcher A , Hoover B G , Hehlen M P , Leith E N , Rand S C 2001 *Appl. Opt.* **40** 45
- [ 5 ] Granot E , Sternklar S 2003 *J. Opt. Soc. Am. A* **20** 1595
- [ 6 ] Apostol A , Dogariu A 2004 *Opt. Lett.* **29** 920
- [ 7 ] Schulz T J 2005 *Opt. Lett.* **30** 1093
- [ 8 ] Dillet J , Baravian C , Caton F , Parker A 2006 *Appl. Opt.* **45** 4669
- [ 9 ] Zimnyakov D A , Pravdin A B , Kuznetsova L V , Kochubey V I , Tuchin V V , Wang R K , Ushakova O V 2007 *J. Opt. Soc. Am. A* **24** 711
- [ 10 ] Sun X M , Han Y P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 682 ( in Chinese )  
[ 孙贤明、韩一平 2006 物理学报 **55** 682 ]
- [ 11 ] Hong G L , Zhang Y C , Zhao Y F , Shao S S , Tan K , Hu H L 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 983 ( in Chinese ) [ 洪光烈、张寅超、赵曰峰、邵石生、谭 锐、胡欢陵 2006 物理学报 **55** 983 ]
- [ 12 ] Zhang P , Song Y R , Zhang Z G 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6208 ( in Chinese ) [ 张 鹏、宋晏荣、张志刚 2006 物理学报 **55** 6208 ]
- [ 13 ] Wang Q H , Zhang Y Y , Lai J C , Li Z H , He A Z 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1203 ( in Chinese ) [ 王清华、张颖颖、来建成、李振华、贺安之 2007 物理学报 **56** 1203 ]
- [ 14 ] Yoo K M , Alfano R R 1990 *Opt. Lett.* **15** 320
- [ 15 ] Liu W J , Zhou C H 2005 *Appl. Opt.* **44** 6506
- [ 16 ] Tal E , Silberberg Y 2006 *Opt. Lett.* **31** 3529
- [ 17 ] Webster M A , Gerke T D , Weiner A M , Webb K J 2004 *Opt. Lett.* **29** 1491
- [ 18 ] Makoto T , Masahiro M 1991 *Phys. Rev. B* **43** 13579
- [ 19 ] Mark M B , Albada M P , Lagendijk A 1988 *Phys. Rev. B* **37** 3575
- [ 20 ] Zhang Z Q , Jones I P , Schriemer H P , Page J H , Weitz D A , Sheng P 1999 *Phys. Rev. B* **60** 4843
- [ 21 ] Goodman J W 2000 *Statistical Optics* ( New York : John Wiley & Sons )
- [ 22 ] Liu C H , Yeh K C 1977 *J. Opt. Soc. Am.* **67** 1261
- [ 23 ] Yeh K C , Liu C H 1977 *Radio Sci.* **12** 671
- [ 24 ] Liu C H , Yeh K C 1978 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **26** 561

# Measurement and characterization of temporal femtosecond speckle<sup>\*</sup>

Liu Wen-Jun<sup>†</sup> Cao Wu-Gang Guo Jin-Xin Liu Hai-Lei Qu Shi-Liang

( *Department of Optics and Electronics Science , Harbin Institute of Technology ( Weihai ) , Weihai 264209 , China* )

( Received 5 March 2007 ; revised manuscript received 28 September 2007 )

## Abstract

Temporal femtosecond laser speckles are investigated both theoretically and experimentally. It is theoretically predicted that the temporal femtosecond speckles is generated when a coherent femtosecond pulse propagates through a random media. Temporal speckles on femtosecond scale are observed experimentally. These temporal femtosecond speckles are a direct result of random interference between scattered waves. Statistical characteristics of temporal speckles are discussed , and experimental results are presented.

**Keywords** : temporal speckle , femtosecond pulse , random medium

**PACC** : 4225H , 4210 , 4230D

---

<sup>\*</sup> Project supported by the Program of Excellent Team in Harbin Institute of Technology , China.

<sup>†</sup> E-mail : liuwenjun86@163.com