

文章编号: 0253-2239(2007)07-1309-7

无限细光束中透射起伏时间相关频谱法 高浓度效应的模拟*

于 彬 沈建琪

(上海理工大学理学院, 上海 200093)

摘要: 时间或空间相关透射起伏频谱法是近年发展起来的一种新的颗粒测量方法, 它可同时测量颗粒粒径分布和浓度, 并可用来进行在线、实时测量。研究表明, 随着浓度增大, 逐渐增强的高浓度效应会导致测量值越来越严重地偏离理论值。本文采用模拟计算方法讨论无限细光束照射下的时间相关透射起伏频谱法高浓度效应并给出部分实验验证。分析表明, 无限细光束照射时的透射起伏相关频谱主要受到层结构效应的影响, 颗粒交叠效应不明显, 表明为随着颗粒浓度增大, 转换函数(特征函数)逐渐偏离低浓度理论值并向无因次相关时间小的方向移动, 阶高始终保持不变。

关键词: 散射; 时间相关透射起伏频谱法; 高浓度效应; 模拟计算; 层结构效应

中图分类号: O436.2; O439 文献标识码: A

Simulations on High-Concentration Effects of Transmission Fluctuation Spectrometry with Temporal Correlation with Infinitesimally Thin Beam

Yu Bin Shen Jianqi

(Institute of Science, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093)

Abstract: Transmission fluctuation spectrometry with temporal or spatial correlation is being developed as a new method of particle size analysis, in which the particle size distribution and particle concentration can be measured simultaneously, and real-time online measurements can be realized. As the particle concentration increases, the measured transmission fluctuation spectrum deviates gradually from the theory due to the effects of high particle concentration. The high-concentration effects of transmission fluctuation spectrometry with temporal correlation (TFS-TC) are studied with numerical simulation whereby an infinitesimally thin beam is employed and some experimental evidence is also presented. As a result, the correlation spectrum is affected only by the monolayer structure. As the particle concentration increases, the transition function deviates from the theory and shifts to the range of smaller dimensionless correlation time gradually, the step height of the transition function is unchanged.

Key words: scattering; transmission fluctuation spectrometry with temporal correlation; high-concentration effects; simulations; the monolayer structure effect

1 引 言

透射起伏频谱法(TFS)是近几年发展起来的一种颗粒测量方法^[1~5], 可同时测量颗粒粒径分布和浓度。对窄光束透射率信号做适当的空间平均、时间平均或信号滤波处理后, 可得到透射率起伏频谱。这种频谱与颗粒两相流的物理特性、所采用的信号处理方法有关。根据信号处理方法的不同, 已发展

了不同的 TFS 方法(如空间平均、时间平均、信号滤波, 或其组合)。

透射起伏相关频谱法则是最近提出的新方法, 可分为两种: 一种是空间相关透射起伏频谱法(TFS-SC)。采用两个平行窄光束照射颗粒系统, 用透射率乘积的期望值(ETP)来表示透射率起伏信号, 它是光束间距的函数^[6]。改变光束间距可得到

* 国家自然科学基金(50376041)、上海市教育发展基金曙光计划(04SG49)和上海市浦江计划(05PJ14079)资助课题。

作者简介: 于 彬(1979-), 女, 黑龙江齐齐哈尔人, 硕士研究生, 主要从事透射起伏相关谱法颗粒测试技术的研究。
E-mail: yubin7909@163.com

导师简介: 沈建琪(1965-), 男, 浙江桐乡人, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事光学测试技术方面的研究。
E-mail: shenj@online.sh.cn

收稿日期: 2006-09-28; 收到修改稿日期: 2007-01-04

一系列的透射率乘积期望值,形成透射率起伏空间相关谱。时间相关透射起伏频谱法不必测量颗粒两相流的流速,不会受到流速扰动和流速场分布的影响。但对光束间距的机械调节却很不易控制,特别是在测量小颗粒的时候,要求光束和探测器在微小范围内同步、快速移动很难实现。为克服该缺点,可采用一种单光束的时间相关透射起伏频谱法或自相关频谱法(简称 TFS-TC 或 TFS-AC)^[7,8]。

透射起伏频谱法以层模型为基础,并假定光束传播符合几何光学原理、全吸收的球形颗粒并且颗粒两相流系统是低浓度的。实验研究表明,只要颗粒浓度足够低,测量结果与理论值吻合很好。然而,随着浓度逐渐增大,测得的透射起伏频谱逐渐偏离理论值^[4,5,7,8]。对频率域内透射起伏频谱法的高浓度效应的研究^[9~11],得到了归一化特征函数的经验公式并在反演算法中进行高浓度修正,从而得到合理的测试结果。本文研究时间相关透射起伏频谱法中的高浓度效应。一般而言,高浓度效应包含了复散射、相关散射和颗粒的空间相互作用。由于在时间相关起伏频谱法中采用细小光束来测量颗粒流经测量区引起的透射率起伏信号,并可以在很小的接收角范围内测量透射光起伏信号,故复散射和相关散射影响比较小,可以排除。因此,本文只考虑颗粒间的相互作用(包括层结构效应和颗粒交叠效应)。

在透射起伏相关频谱法中,光束直径可以比颗粒直径稍大、与颗粒直径大小相当或者比颗粒直径小很多,视应用场合和所测量对象不同而异,由此导致其高浓度效应各有差异。本文只讨论光束直径远小于颗粒粒径的情况,即无限细光束情况下时间相关起伏频谱法的高浓度效应。

2 时间相关透射起伏频谱法

2.1 理论基础

在较长的取样时间段 t_s 中,测得窄光束的透射率起伏信号为 $T(t)$ 。取时间间隔(即相关时间 τ)的透射率信号 $T(t)$ 和 $T(t+\tau)$ 作相关处理,得到透射率乘积期望值(ETP),表示为

$$P_{ET} = \lim_{t_s \rightarrow \infty} \frac{1}{t_s} \int_0^{t_s} T(t) T(t+\tau) dt. \quad (1)$$

与其他透射起伏频谱法(TFS)一样,时间相关起伏频谱法以层模型为基础。当浓度不是很高时,三维颗粒系统可以看作是独立的单层颗粒系统的叠加。透射率乘积的期望值近似等于通过每个单层的透射率的乘积。因此,整个三维颗粒系统的透射率乘积的期望值可以通过单层的透射率乘积的期望值来表示:

$$P_{ET} = e\{T(t)T(t+\tau)\} \approx \prod_{i=1}^N e\{T_{ML_i}(t)T_{ML_i}(t+\tau)\} = e\{T_{ML}(t)T_{ML}(t+\tau)\}^N = (P_{ET,ML})^N, \quad (2)$$

式中的 N 是三维颗粒系统的层数,脚标 ML 表示单层。假定光束传播符合几何光学原理、颗粒为全吸收的球体并且颗粒两相流系统是低浓度的,则通过单层的 P_{ET} 可以写成^[6]

$$P_{ET,ML} = 1 - \beta[2 - \chi(\Delta, \Lambda)] + \beta^2[1 + \epsilon(\Delta, \Lambda, \beta)], \quad (3)$$

其中,特征函数 $\chi(\Delta, \Lambda)$ 和 $\epsilon(\Delta, \Lambda, \beta)$ 的表达式为

$$\chi(\Delta, \Lambda) = \int_0^{+\infty} J_0(2u\Delta) \cdot \left[\frac{2J_1(\Lambda \cdot u)}{\Lambda \cdot u} \right]^2 \cdot \frac{2J_1^2(u)}{u} du, \quad (4)$$

$$\epsilon(\Delta, \Lambda, \beta) = \int_0^{+\infty} J_0(2u\Delta) \cdot \left[\frac{2J_1(\Lambda \cdot u)}{\Lambda \cdot u} \right]^2 \cdot \frac{2J_1^2(u)}{u} F_{MS} \cdot du, \quad (5)$$

$J_0(2u\Delta)$ 是时间相关因子; $[2J_1^2(\Lambda \cdot u)/(\Lambda \cdot u)]^2$ 是圆形均匀光束的空间平均因子; $2J_1^2(u)/u$ 是球形颗粒形态因子; F_{MS} 是层结构因子,可通过颗粒对相关函数 $g(r, \beta)$ 来描述^[6]。式中 Δ 为无因次相关时间,是颗粒流速 ν 和相关时间 τ 的乘积与颗粒直径 x 的比值($\Delta = \nu \cdot \tau/x$); Λ 为无因次光束直径(或光束-颗粒直径比),是光束直径 D 与颗粒直径 x 的比值

($\Lambda = D/x$); β 是颗粒面密度,对于球形颗粒来说, $\beta = P \cdot C_V$, C_V 是颗粒体积浓度, P 为结构参量 ($P \geq 1.5$),其数值依据两相流的流态而定^[12]。

2.2 测量原理

2.2.1 低浓度的时间相关起伏频谱法

在低浓度情况下,(3)式可作如下近似:

$$\ln P_{ET,ML} \approx -\beta[2 - \chi(\Delta, \Lambda)], \quad (6)$$

其中 $\beta = P \cdot C_V$, 当测量区光程为 ΔZ 时, 颗粒系的总层数为 $N = \frac{1.5}{P} \frac{\Delta Z}{x}$ 。因此, 由(2)式和(6)式可得三维单分散颗粒系统透射率乘积的期望值对数值的表达式:

$$\ln P_{ET} \approx -\frac{1.5}{x} \Delta Z \cdot C_V [2 - \chi(\Delta, \Lambda)], \quad (7)$$

浓度较低的多分散颗粒系统可看作是由一系列的单分散颗粒系统组成。因此, 多分散颗粒系统的透射起伏时间相关频谱可表示如下:

$$\ln P_{ET}(\tau_j) = -\sum_i \frac{1.5}{x_i} \Delta z \cdot C_V(x_i) \{2 - \chi[\Delta_{i,j}, \Lambda_i(x_i)]\}, \quad (8)$$

τ_j ($j = 1, 2, \dots, N$) 是相关信号的可变时间间隔; x_i 是第 i 分档颗粒的平均粒径 ($i = 1, 2, \dots, M$); $C_V(x_i)$ 是相应的体积浓度; $\Delta_{i,j} = \nu_j/x_i$ 是无因次相关时间。(8)式是一个线性方程组, 表明多分散颗粒系统透射率乘积的期望值的对数值是来自不同粒度分档颗粒所引起的透射率乘积的期望值对数值的线性叠加。因此可通过求解线性方程组的逆问题从透射起伏相关频谱的测量结果中得到颗粒粒径分布和浓度的信息。

2.2.2 时间相关起伏频谱法高浓度效应讨论

时间相关起伏频谱法的高浓度效应之复散射和相关散射可排除, 只需考虑颗粒间的相互作用所引起的效应。在层模型基础上, 这种相互作用可分为同层颗粒间的相互作用(即层结构效应)和不同层间的相互作用(即颗粒交叠效应)^[6,9~13], 这两种相互作用对透射起伏相关频谱会产生不同的影响。

(3)式的二次项 $\beta^2 [1 + \epsilon(\Delta, \Lambda, \beta)]$ 在低浓度情况下很小, 可忽略不计[见(6)式]。但随着浓度的增高, 该项不能再忽略。事实上, $\beta^2 [1 + \epsilon(\Delta, \Lambda, \beta)]$ 中的特征函数 $\epsilon(\Delta, \Lambda, \beta)$ 包含了层结构因子 F_{MS} [由颗粒对相关函数 $g(r, \beta)$ 推导得到]。当颗粒浓度增大时, 除了 β^2 自身增大之外, 特征函数 $\epsilon(\Delta, \Lambda, \beta)$ 所描述的层结构也发生相应的变化。当颗粒浓度很低时, 任一颗粒在层中的位置是完全随机的。但随着颗粒浓度增高, 颗粒中心的平均间距将减小, 导致任意一个颗粒的位置更易受到其他颗粒的影响。理论分析指出, 颗粒位置的这种随机性是颗粒浓度和颗粒间相互作用势的函数。层内颗粒位置的这种随浓度变化而变化的情形最终在透射起伏相关频谱中有所体现。

以几何光学传播、完全吸收颗粒为前提, 对于一个三维颗粒系统, 在近场范围内, 后面一层的颗粒接

收到的光信号与前一层上的颗粒分布密切相关, 即使颗粒浓度很低时, 每个单层上的颗粒随机分布, 在统计意义上来说总有一些颗粒处于前一层颗粒的阴影中, 这种层与层之间的相互作用称作颗粒交叠效应。交叠后的颗粒可以看作粒径大于单个颗粒粒径的不规则颗粒, 可能影响到透射光起伏信号的特性。

综合考虑高浓度效应, 即包括层结构效应和颗粒交叠效应, 则(2)式可以改写成

$$P_{ET} = (P_{ET,ML})^{N_{ML}} + \sigma_{ETP}^2, \quad (9)$$

其中 σ_{ETP}^2 代表与颗粒交叠有关的效应。对于单分散颗粒系统, 它也可以表达成:

$$\ln P_{ET} = -\frac{1.5}{x} \cdot \Delta Z \cdot C_V [2 - \chi(\Delta, \Lambda)] - \delta_{ETP}(\Delta, \Lambda, C_V), \quad (10)$$

此时, 来自层结构效应和颗粒交叠效应的影响都包括 $\delta_{ETP}(\Delta, \Lambda, C_V)$ 在中^[11]。理论推导和模拟计算都表明, 通常情况下 TFS 的高浓度效应主要是颗粒交叠效应。与之类似, 在时间相关起伏频谱法中, $\delta_{ETP}(\Delta, \Lambda, C_V)$ 将随着颗粒浓度的增加而增加, 并在反演计算中得到修正。

3 无限细光束的时间相关起伏频谱法高浓度效应

3.1 层结构效应

假定颗粒之间可以自由交叠(即颗粒之间不存在任何相互作用势), 则在单层里自由分布颗粒的中心距离将服从泊松分布。然而, 事实上, 并不是所有颗粒都可以在单层中自由分布的, 当一部分颗粒在单层中的位置决定以后, 其他颗粒只能分布在空余的地方, 颗粒之间不可交叠, 则每两个颗粒中心之间的距离必须大于或等于颗粒粒径 ($|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_l| \geq x$)。因此, 颗粒之间的这种相互作用导致了颗粒在单层中的位置分布的结构会随着单层颗粒面密度变化而发生变化。颗粒单层的结构可以通过颗粒对相关函数 $g(r, \beta)$ (Particel pair correlation function, PPCF) 来表示^[14]:

$$g(r, \beta) = \frac{dN(r)}{C_N \cdot 2\pi r \cdot dr}, \quad (11)$$

这里 $dN(r)$ 是距某一个颗粒中心 r 处、宽度为 dr 的圆环内可能出现的颗粒中心数目, C_N 是单位面积内的颗粒数, $2\pi r \cdot dr$ 为圆环的面积。从上式可以看出, 颗粒对相关函数具有统计的意义。由于颗粒之间的不可交叠性, 颗粒对相关函数的值在 $r < x$ 的范围内恒等于 0, 然而, 在 $r \geq x$ 的范围内, 颗粒对相关函

数的值随颗粒浓度发生变化。当颗粒浓度(或颗粒面密度 β)很低时,颗粒对相关函数等于1;但当颗粒浓度较高时,由于颗粒之间的相互作用,单层上某个颗粒的位置由于其邻近存在颗粒而受到影响,从而体现出振荡结构。颗粒对相关函数的值在 $r \approx x$ 处偏离1,颗粒对相关函数随着 r 的变化而振荡,这种振荡现象随着颗粒浓度增大而增强,但随着 r 的逐渐增大而衰减。当颗粒浓度极高时,颗粒在单层中的分布趋于密致,极端高浓度情况下每个颗粒有6个颗粒与其紧邻,此时单层中颗粒分布的随机性完全遭到破坏,相应的颗粒对相关函数在 $r \geq x$ 范围内出现强振荡结构。

层结构效应对透射率起伏相关谱的影响,可通过定义单层情况下的特征函数 E_{ML} 来描述:

$$E_{ML} = \frac{\ln\{P_{ET,ML}\}}{\ln\{\bar{T}_{ML}\}} = \frac{\ln\{1 - \beta[2 - \chi(\Delta, \Lambda)] + \beta^2[1 + \varepsilon(\Delta, \Lambda, \beta)]\}}{\ln(1 - \beta)}, \quad (12)$$

其中 \bar{T}_{ML} 是单层的透射率平均值,在几何光学近似

下存在 $\bar{T}_{ML} = 1 - \beta$,该表达式对近场接收也成立^[1]。

特征函数 E_{ML} 的阶高定义为

$$E_{ML,SH} = E_{ML}|_{\Delta \rightarrow \infty} - E_{ML}|_{\Delta=0} = 2 - E_{ML}|_{\Delta=0}. \quad (13)$$

当浓度很低时, $\beta^2[1 + \varepsilon(\Delta, \beta)]$ 可忽略,此时可得 $\lim_{\beta \rightarrow 0} E_{ML} = 2 - \chi(\Delta, \Lambda)$ 。对(12)式作数值计算可得无限细光束($\Lambda = 0$)的单层特征函数曲线[如图1(a)所示]。随着浓度的增加,特征函数曲线向无因次相关时间小的方向移动,且在 $\Delta = 1$ 附近达到最高点并出现振荡结果,之后所有曲线几乎完全一致,阶高 $E_{ML,SH}$ 没有出现明显的变化。与图1(a)相比,图1(b)是无限细光束照射单层球形颗粒系统的层结构效应的模拟计算结果。可以发现模拟曲线和理论曲线基本一致,但没有理论曲线偏移明显,且当 $\Lambda = 1$ 时,模拟曲线也没有理论曲线的最大值高。理论计算结果与模拟计算所得结果之间的这些差异是因为在理论计算中层结构因子 F_{MS} 的数值计算采用了近似方法^[6,14]。

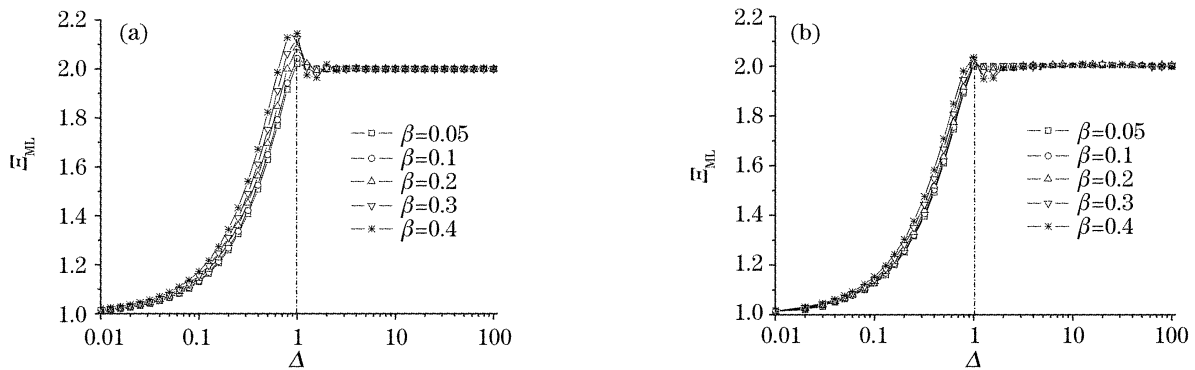


图1 单层球形颗粒系统透射率乘积的期望值的特征函数曲线。(a) 理论计算结果, (b) 模拟计算结果

Fig. 1 Transition functions of the ETP through a monolayer irradiated by an infinitesimally narrow beam.

(a) The theoretical results, (b) the simulated results

3.2 颗粒交叠效应的模拟计算^[13]

根据统计规律,总有一部分颗粒发生交叠。理论推导表明,颗粒交叠的情况与颗粒层数 N 有关,也与颗粒层密度 β 有关。文献[15]给出表达式 $\eta = (1 - 4\beta)^{N-1}$ 表示颗粒交叠的程度。该表达式中颗粒层密度应满足 $\beta \ll 0.25$,但对颗粒层数 N 没有限制。 η 表示一个三维颗粒系统中没有交叠的颗粒数占总颗粒数的百分比。可以看出,颗粒浓度增大和颗粒层数的增大均可导致 η 减小,即颗粒交叠的增加。增加单层颗粒浓度 β 和增加颗粒层数 N 对高浓度效应并不等效。因为当单层上的颗粒浓度增大时,它会同时增强同一层内颗粒间的相互作用(即层结构效应)。所以,在模拟计算颗粒交叠效应时,

为了避免层结构对透射起伏相关谱的干扰,应做到颗粒浓度尽可能小。这可以通过模拟一个颗粒单层密度很小但层数很多的三维颗粒系统来实现,其极端情况是一个无相互作用的颗粒单层(即该单层内的所有颗粒之间可自由交叠)。事实上,这样一个颗粒单层并不存在而仅仅是一种假设。但是,这样假设的某个含有 N 个颗粒的单层实际上相当于一个 N 层的三维颗粒系统,每一层上只含有一个颗粒。

设一个矩形单层的两条边长分别是 l_1 和 l_2 ,则单层的颗粒浓度为

$$\beta = \frac{\pi x^2}{4 \cdot l_1 l_2}, \quad (14)$$

只要 l_1 和 l_2 足够大,单层颗粒浓度就非常小。由统

计规律可得透射率平均值：

$$\bar{T} = (1 - \beta)^N \rightarrow \exp(-\beta \cdot N), \quad (15)$$

或者用消光值表示：

$$E = -\ln \bar{T} = \beta \cdot N, \quad (16)$$

图 2 给出了模拟计算所得到的特征函数曲线，其消光值 E 的变化范围在 0.05 ~ 4.0 之间，随着消光值的增加，在 $\Delta \leq 1$ 范围内，所有模拟曲线和理论曲线吻合很好；当 $\Delta > 1$ 时，模拟曲线在理论曲线上下随机地微小波动，但没有明显的振荡结构。这是因为在模拟计算中矩形单层的二条边长 l_1 和 l_2 是有限大的，因此模拟计算结果与统计平均值出现偏离。这说明，在无限细光束照射时，颗粒交叠对透射起伏相关谱没有出现明显的影响。

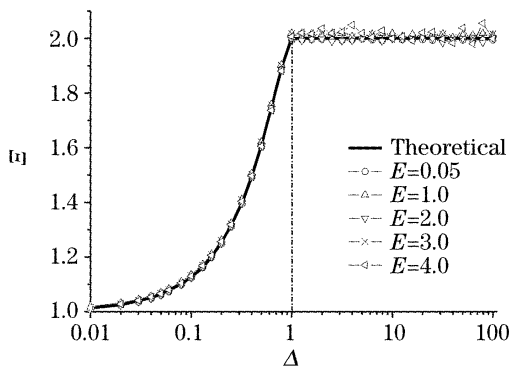


图 2 无限细光束照射下存在颗粒交叠的透射起伏谱的特征函数

Fig. 2 The simulated transition functions of the ETP of the overlapping particles irradiated by an infinitesimally narrow beam

3.3 无限细光束照射下的时间相关起伏频谱法高浓度效应

实际情况下的低浓度效应包括层结构效应和颗粒交叠效应，将(12)式用于多层颗粒系统：

$$\bar{E} = \frac{\ln\{P_{ET}\}}{\ln\{\bar{T}\}} = \frac{\ln\{[P_{ET,ML}]^N + \sigma_{ETP}^2\}}{\ln\{[\bar{T}_{ML}]^N\}}, \quad (17)$$

理论分析表明，当无限细光束照射时 ($\Delta = 0$)， $\sigma_{ETP}^2 \equiv 0$ ^[6]。根据(12)式和(17)式，可以得到

$$P_{ET} = (P_{ET,ML})^N, \quad \bar{E} = E_{ML}, \quad (18)$$

上式表明，无限细光束照射下时间相关起伏频谱法的高浓度效应，只包含层结构效应，颗粒交叠对透射起伏相关谱没有产生明显影响。

图 3 是 $E = 2.0$ ，不同层数的特征函数曲线，此时一般要综合考虑层结构效应和颗粒交叠效应。当消光值一定时，根据 $E \approx \beta \cdot N$ ，层数减小相当于浓度增大。从图中可以发现，随着浓度的增大(或层数减小)，特征函数曲线向无因次相关时间小的方向移

动，逐渐偏离低浓度理论曲线，并在 $\Delta \geq 1$ 处产生逐渐增强的规律性振荡。这种情况与只存在层结构效应时一致(如 3.1 节所述)，这说明此时起主要作用的就是层结构效应。

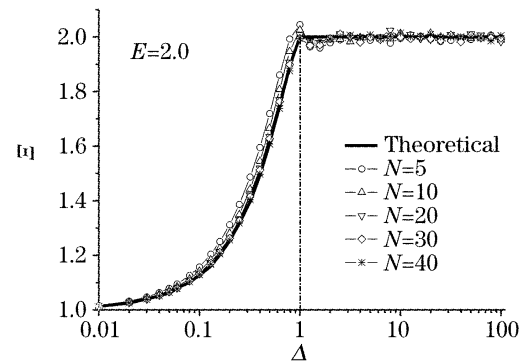


图 3 固定消光值情况下的模拟特征函数曲线 ($E = \beta \cdot N = 2.0$)

Fig. 3 The simulated transition functions of the ETP for the case of a fixed value of the extinction

此外还发现，无限细光束照射时，特征函数的阶高没有明显变化。在一般情况下，阶高的大小主要取决于 Δ ，但还与颗粒交叠效应和层结构效应的影响有关(即与层数和浓度有关)。然而，在 $\Delta = 0$ 这一特定情况下，颗粒交叠效应和层结构效应的影响不会影响到阶高的大小。

图 4 是无限细光束 ($\Delta = 0$) 照射颗粒系统时的透射起伏相关谱的模拟结果。其中，消光值 E 的范围在 1.0 ~ 4.0 之间，颗粒面密度 $\beta = 0.0952$ 保持在一个比较小的数值不变，层数变化。如前所述，随着层数的增加，颗粒交叠程度越来越强。然而可以发现，随着层数 N 的增加(即消光值 E 的增大)，在 $\Delta < 1$ 范围内，所有模拟曲线和理论曲线基本吻合；当 $\Delta \geq 1$ 时，图 4 中除了 $N = 40$ 这一条曲线以外，所有模拟曲线在理论曲线上下只存在微小的随机波

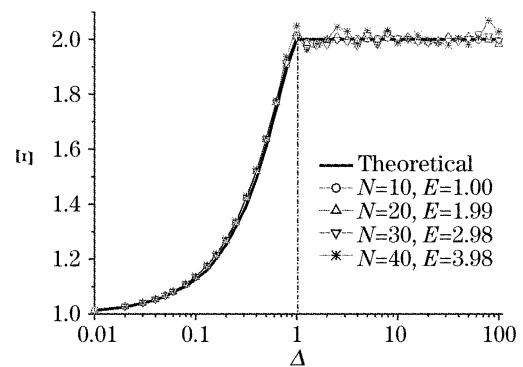


图 4 固定颗粒面密度情况下的模拟特征函数曲线 ($\beta = 0.0952$)

Fig. 4 The simulated transition functions of the ETP for the case of a fixed value of the monolayer density

动。而 $N=40$ 曲线的无规则起伏显得比较大,前面已经分析这是由模拟计算中的统计偏差引起的。这种情况与图 2(纯颗粒交叠效应)极其相似。这说明,当浓度较低时,随着消光值 E 的增加,并没有因为颗粒交叠程度的增加而出现对透射起伏相关谱越来越明显的影响。

3.4 时间相关起伏频谱法高浓度效应的实验验证

采用光束直径 D 约为 $50\ \mu\text{m}$ 的激光束测量颗粒直径 x 为 $2\ \text{mm}$ 的澡酸钠颗粒,测量区厚度为 $5.5\ \text{mm}$,颗粒系统在衡压气泵驱动下,在一个封闭的系统内匀速循环,流速为 $0.67\ \text{m/s}$,试样颗粒体积浓度 C_v 分别控制在 7.4% , 18.0% , 36.1% ,测得相应的消光值 E 为 0.31 , 0.74 , 1.49 。由于 $x \gg D$,可以近似认为 $\Lambda = D/x \approx 0$ 。图 5(a)是测量得到的透射起伏时间相关频谱曲线。随着浓度的增加,频

谱值减小,并在大的无因次相关时间处,浓度越高,频谱曲线的波动越明显。对同一浓度情况下,在 $\Delta=1$ 附近达最小值。为了更好地与模拟计算进行比较,并验证上述结论,将相应的特征函数曲线在图 5(b)中画出。随着颗粒体积浓度增加(消光值增大),在 $\Delta < 1$ 范围内,曲线之间有微小变化。这与上述讨论的模拟计算结果基本一致。但可以发现,当 $\Delta \rightarrow 0$ 时, $E \rightarrow 1.1$ 而不是 1.0 ,这是由于测量中只是 $\Lambda \approx 0$,并非真的等于 0 。在 $\Delta \approx 1$ 处出现振荡现象,并且随着颗粒浓度增大而变得越来越明显,与模拟结果一致。在 $\Delta \gg 1$ 处出现的波动现象除了层结构效应之外,主要来源于实验误差。实验验证表明,当无限细光束照射颗粒系统(或者颗粒直径远大于光束直径)时,颗粒交叠效应可忽略不计,高浓度效应完全来自于层结构效应。

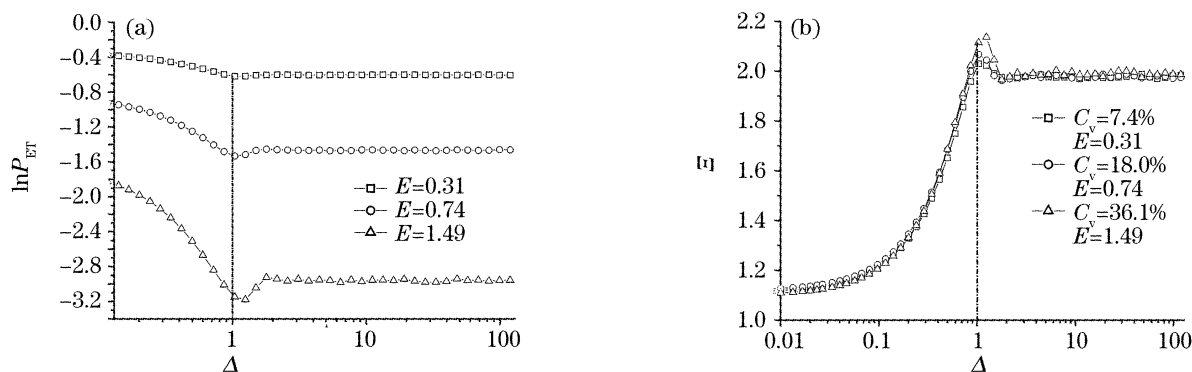


图 5 不同颗粒浓度情况下测得的透射起伏时间相关谱(a)及其对应的特征函数曲线(b)

Fig. 5 Transmission fluctuation spectra with temporal correlation measured under variant particle concentrations (a) and the corresponding transition functions (b)

4 结 论

透射起伏时间相关频谱法高浓度效应包括层结构效应和颗粒交叠效应。在一般情况下两个效应同时存在,它们对相关频谱有不同的影响。但当采用无限细光束照射颗粒系统(或者当颗粒粒径远大于光束直径 $x \gg D$)时,主要存在层结构效应,颗粒交叠效应可忽略不计。随着颗粒浓度增大,特征函数逐渐偏离低浓度理论值并向无因次相关时间小的方向移动,在 $\Delta \approx 1$ 附近出现随颗粒浓度增大而增强的振荡现象,但阶高始终保持不变。本文从理论分析、模拟计算和实验验证的角度验证了这个结论。

当采用无限细光束($x \gg D$)照射时,在透射起伏相关频谱法中,颗粒交叠对透射率起伏相关谱没有明显影响;而在频率域内的透射起伏频谱法中,颗粒交叠对透射率起伏谱存在很大影响^[13]。因此,与频率域内的透射起伏频谱法相比较,透射起伏相关频

谱法对颗粒测试更加有利。对颗粒高浓度情况下透射起伏相关谱法的研究有助于提高该颗粒测试技术在很多在线、实时测试场合的适用性。

本文仅对 $D \ll x$ 的情况进行研究,颗粒直径与光束直径之比($\Lambda = D/x$)近似看作 0 ,适合于较大颗粒(一般应大于数百微米)的测量。然而,对于粒径较小的颗粒,要求光束直径远小于颗粒粒径非常困难,颗粒与光束直径之比($\Lambda = D/x$)不再接近 0 。此时,会同时存在层结构效应和颗粒交叠效,情况很复杂。

参 考 文 献

- Marcus Breitenstein, Udo Kräuter, Ulrich Riebel. The fundamentals of particle size analysis by transmission fluctuation spectrometry. Part 1: a theory on temporal transmission fluctuations in dilute suspensions[J]. Part. Part. Sys. Charact., 1999, 16: 249~257
- Marcus Breitenstein, Ulrich Riebel, Jianqi Shen. The fundamentals of particle size analysis by transmission fluctuation spectrometry. Part 2: a theory on transmission fluctuations with

- combined spatial and temporal averaging[J]. *Part. Part. Syst. Charact*, 2001, **18**: 134~141
- 3 Jianqi Shen, Ulrich Riebel. The fundamentals of particle size analysis by transmission fluctuation spectrometry. Part 3; a theory on transmission fluctuations in a Gaussian beam and with signal filtering[J]. *Part. Part. Syst. Charact*, 2003, **20**: 94~103
- 4 Jianqi Shen, Ulrich Riebel. Particle size analysis by transmission fluctuation spectrometry; experimental results obtained with a Gaussian beam and analog signal processing [J]. *Part. Part. Syst. Charact*, 2003, **20**: 250~258
- 5 Jianqi Shen, Ulrich Riebel, Maricus Breitenstein *et al.*. Fundamentals of transmission fluctuation spectrometry with variable spatial averaging[J]. *China Particuology*, 2003, **1**(6): 242~246
- 6 Jianqi Shen, Ulrich Riebel, Xiaoi Guo. Transmission fluctuation spectrometry with spatial correlation [J]. *Part. Part. Syst. Charact*, 2005, **22**: 24~37
- 7 Jianqi Shen, Ulrich Riebel, Xiaoi Guo. Measurements on particle-size distribution and concentration by transmission fluctuation spectrometry with temporal correlation [J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**: 2098~2100
- 8 Xiaoi Guo, Ulrich Riebel. Experimental study on particle size distribution and concentration using transmission fluctuation spectrometry with the autocorrelation technique[J]. *Part. Part. Syst. Charact*, 2005, **22**: 161~171
- 9 Jianqi Shen, Ulrich Riebel. Transmission fluctuation spectrometry in concentrated suspensions. Part 1; effects of the monolayer structure[J]. *Part. Part. Syst. Charact*, 2004, **21**: 429~439
- 10 Ulrich Riebel, Jianqi Shen. Transmission fluctuation spectrometry in concentrated suspensions. Part 2; effects of particle overlapping[J]. *Part. Part. Syst. Charact*, 2004, **21**: 440~454
- 11 Jianqi Shen, Ulrich Riebel. Transmission fluctuation spectrometry in concentrated suspensions. Part 3; measurements [J]. *Part. Part. Syst. Charact*, 2005, **22**: 14~23
- 12 Ulrich Riebel, Udo Kräuter. Extinction of radiations in sterically interacting systems of monodisperse spheres. Part 1; theory[J]. *Part. Part. Syst. Charact*, 1994, **11**: 212~221
- 13 Xu Yamin, Shen Jianqi. Simulation on high concentration effects of transmission fluctuation spectrometry [J]. *Chin. J. Lasers*, 2006, **33**(2): 253~260 (in Chinese)
- 许亚敏, 沈建琪. 消光起伏频谱法高浓度效应的模拟计算[J]. *中国激光*, 2006, **33**(2): 253~260
- 14 M. S. Ripoll, C. F. Tejero. Approximate analytical expression for the direct correlation function of hard discs within the Percus-Yevick equation[J]. *Molecular Physics*, 1995, **85**(2): 423~428
- 15 Jianqi Shen. *Particle Size Analysis by Transmission Fluctuation Spectrometry; Fundamentals and Case Studies* [D]. Cuvillier Verlag Gottingen, 2003