

doi: 10.3788/gzxb20124106.0737

基于希尔伯特-黄变换方法的同轴粒子全息图 中粒子轴向位置提取方法

赵晓娟, 岑裕庭, 郑楚君, 韩鹏

(华南师范大学 物理与电信工程学院, 广州 510006)

摘 要:在颗粒的数字全息中,传统方法应用数值再现反演计算得到颗粒的相关信息,其中再现的判焦过程中存在繁琐费时的缺点.本文提出了一种基于希尔伯特-黄变换方法的同轴粒子全息图分析方法.将粒子同轴全息图沿中心往外得到的单个粒子径向强度分布作为初始信号,根据希尔伯特-黄变换方法中的经验模态分解首先将信号分解成几个本征模态函数,通过分析第一本征模态函数的希尔伯特谱,由拉依达法则剔除部分奇异点后做最小二乘线性回归分析,得到粒子的空间位置.该方法不需要对全息图进行重建,由信号自身构建基函数,有很强的适应性.理论模拟和实验证明,该方法计算速度快,准确度高,有望应用于全息图的实时在线分析.

关键词:同轴全息;希尔伯特-黄变换;粒子位置;线性回归

中图分类号: TB877

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2012)06-0737-7

0 引言

将数字全息技术应用到粒子检测中已经成为一种常用的方法^[1-3],相对于显微图像、光散射等方法,全息技术的最大特点在于其可反演出粒子在轴向的分布,从而可以检测粒子场的三维空间分布,因此该技术得到了普遍关注,有着较广泛的研究.在利用数字全息图对粒子的空间位置定位上,大多是采用数字模拟传统光学全息的再现过程^[4-8],通过调整再现距离,用不同的方法如能量最小法^[6]、相关系数方法^[7]、最大梯度法等等^[8]判断再现粒子像的聚焦情况,然后对聚焦像做进一步的分析,得到粒子的粒径、空间位置等信息.该过程在基本原理上与传统的全息图再现技术一致,直观且有较高的测量准确度,因此目前有着广泛的应用.但其明显的缺点是对粒子的定位需要反复调整再现距离,过程繁琐和费时.当记录距离完全未知时,选择初始的再现距离对计算有着重要的影响,尤其在要获得精确的空间位置时,选择的扫描式步长相对较小,计算量同时增大,限制了其对粒子场的动态实时测量中的应用.

除数字模拟再现全息图的方法,还有另一类方法是直接分析全息图,从中得到所需的粒径和粒子三维空间分布的信息,包括 Wigner 分布法^[9]、FFT 方法^[10]以及小波变换方法^[11-12]等.由于这些方法不

需要对全息图进行反演,所以避免了繁琐的再现距离调整过程,在计算速度上有很大的提高.这类方法的主要思路是利用全息图的空间分布特点,将其向一些基矢上展开,从而可以分别获得粒径和记录距离.其中基函数的选择有一定的先验性,影响了该类方法的应用.

为了避免基函数选择的先验性,本文应用希尔伯特-黄变换(Hilbert-Huang Transform, HHT)方法^[13]分析粒子数字全息图.研究发现,通过对全息图的干涉条纹包含的信号进行经验模态分解后得到的第一本征模态函数进行希尔伯特变换,可以直接得到粒子的空间位置.经验证,该方法具有较好的实时性和较高的准确性.

1 理论基础

1.1 同轴夫琅和费全息

单位振幅的平面波垂直照射在粒径大小为 $2a$ 的球形粒子上时,在记录距离 z 满足远场夫琅和费条件下,由粒子的散射光和透射光干涉形成的粒子全息图的分布表示为^[14]

$$I = 1 - \frac{2\pi a^2}{\lambda z} \sin\left(\frac{\pi r^2}{\lambda z}\right) \left[\frac{2J_1(2\pi ar/\lambda z)}{2\pi ar/\lambda z} \right] + \left(\frac{\pi a^2}{\lambda z}\right)^2 \left[\frac{2J_1(2\pi ar/\lambda z)}{2\pi ar/\lambda z} \right]^2 \quad (1)$$

基金项目:国家自然科学基金(No. 10504008)和教育部科学技术研究重点项目(No. 209091)资助

第一作者:赵晓娟(1985-),女,硕士研究生,主要研究方向为数字全息技术. Email: zxiaojuan1004@126.com

导师(通讯作者):韩鹏(1976-),男,教授,主要研究方向为光电技术与系统. Email: hanp@scnu.edu.cn

收稿日期: 2011-12-14; **修回日期:** 2012-02-07

式中 λ 为记录时的激光波长, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 为全息平面的半径坐标, J_1 表示第一阶贝塞尔函数.

式(1)中, 第一项常量值表示全息图的背景强度; 第二项是颗粒散射和透射光的干涉部分, 表现为受贝塞尔函数振幅调制的啁啾函数; 第三项的值远远小于其它两项的值, 可以忽略.

而类似于杆状颗粒物的衍射物光不同于球形颗粒的分布, 其对应的全息图光强分布为

$$I = 1 - \frac{4a}{\lambda z} \sin\left(\frac{\pi r^2}{\lambda z}\right) \text{sinc}\left(\frac{2ar}{\lambda z}\right) +$$

$$\left(\frac{2a}{\lambda z}\right)^2 \left[\text{sinc}\left(\frac{2ar}{\lambda z}\right)\right]^2 \quad (2)$$

式中, a 为杆状颗粒物的半径, r 是沿杆的短轴方向的坐标, 其他参量同上. 其与球形粒子的不同之处在于包络函数分别是贝塞尔函数和 sinc 函数, 而调制函数都为啁啾函数.

图 1 为模拟的球形和杆状粒子全息图, 其中参量 $a = 45 \mu\text{m}$, $z = 20 \text{ cm}$, $\lambda = 632.8 \text{ nm}$.

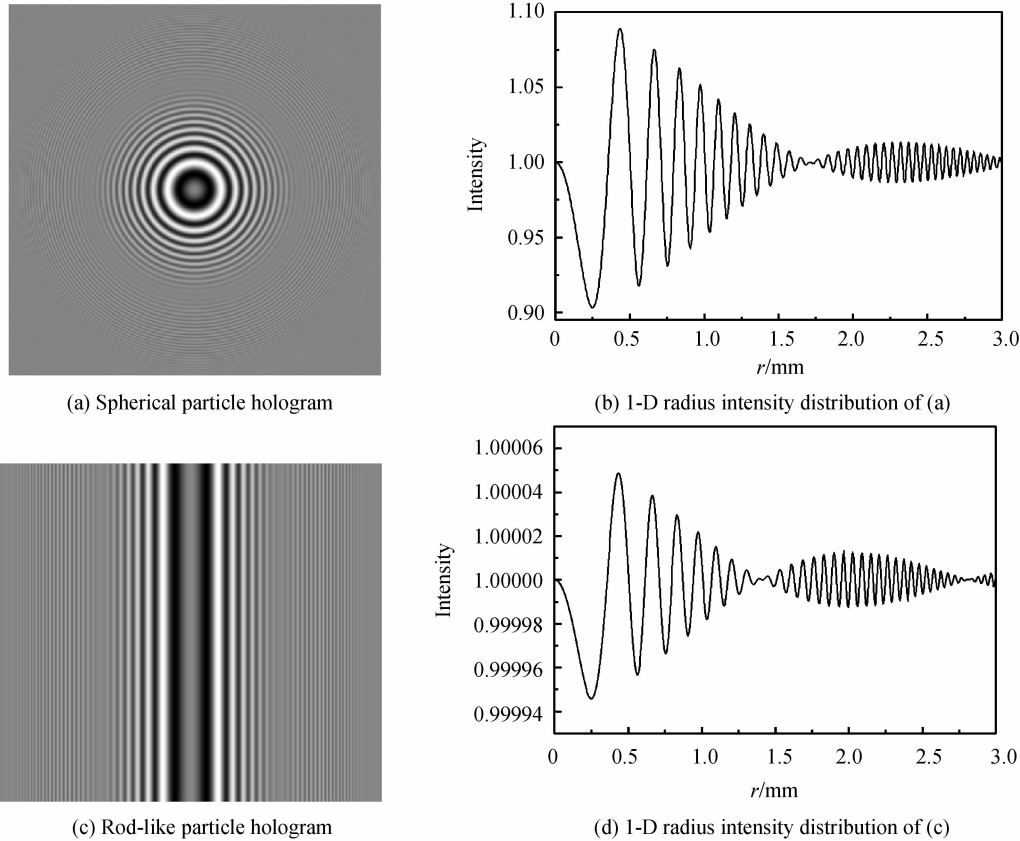


图 1 模拟粒子全息图及其对应的一维径向强度分布

Fig. 1 Simulated in-line hologram of particles and their 1-D radius intensity distribution

1.2 希尔伯特-黄变换

希尔伯特-黄变换主要包括两部分, 经验模态分解 (Empirical Mode Decomposition, EMD) 和 Hilbert 谱分析.

1.2.1 经验模态分解

经验模态分解方法是一种基于数据的自适应分解方法, 其将一多分量信号分解为有限的几个单分量信号, 每个单分量信号是调频和调幅的本征模态函数 (Intrinsic Mode Functions, IMF). 简述分解过程为:

首先, 得到信号 $x(t)$ 的所有局部极值点, 用局部极大值点拟合信号上包络线 u_1 , 以及局部极小值点拟合信号下包络线 l_1 .

由得到的上下包络线来定义均值包络线 m_1 .

$$m_1 = (u_1 + l_1) / 2 \quad (3)$$

将信号 $x(t)$ 中减去 m_1 , 得到 h_1 , 即

$$h_1 = x(t) - m_1 \quad (4)$$

把 h_1 作为新的信号, 重复上边步骤 k 次, 两次连续筛选结果的标准差定义为

$$\text{SD} = \sum_{t=0}^T \left\{ \frac{[|h_{1(k-1)}(t) - h_{1k}(t)|]^2}{h_{1(k-1)}^2(t)} \right\} \quad (5)$$

当 SD 小于某一预设值时获得第一个本征模态函数 c_1 , 记 $c_1 = h_{1k}$.

令 $x(t) - c_1 = r_1$, 作为新的信号, 再次重复以上步骤, 则得到第 2、3 直到第 n 个本征模态函数. 于是, 信号可用本征模态函数表示为

$$x(t) = \sum_{i=1}^n c_i + r_n \quad (6)$$

式中, $x(t) = \sum_{i=1}^n c_i + r_n$ 是一个常量或单调函数.

1.2.2 希尔伯特谱分析

由经验模态分解后得到信号的几个本征模函数,对每个本征模函数进行希尔伯特变换,得到信号的希尔伯特谱.

对于每个本征模函数 $c_i(t)$, 希尔伯特变换为

$$\bar{c}_i(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{c_i(\tau)}{t-\tau} d\tau \quad (7)$$

从而可得解析信号

$$z_i(t) = c_i(t) + j\bar{c}_i(t) = a_i(t)e^{j\Phi_i(t)} \quad (8)$$

式中

$$a_i(t) = \sqrt{c_i^2(t) + \bar{c}_i^2(t)} \quad (9)$$

$$\Phi_i(t) = \arctan \frac{\bar{c}_i(t)}{c_i(t)} \quad (10)$$

分别为信号的瞬时幅值包络函数和瞬时相位函数.

瞬时频率定义为

$$f_i(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi_i(t)}{dt} \quad (11)$$

以上时间-频率-幅值分布就称为希尔伯特谱.

信号可由解析信号表示为

$$x(t) = \operatorname{Re} \sum_{i=1}^n a_i(t) e^{j\Phi_i(t)} \quad (12)$$

式(12)中 Re 代表实部,并且忽略了余项 r_n .

2 粒子空间位置的定位分析方法

式(1)和式(2)中的第二项干涉项是分析颗粒信息的关键. 它由两部分组成,啁啾信号和调制信号,啁啾信号被贝塞尔或 sinc 包络函数调制,而对于其中的啁啾信号 $\sin(\pi r^2/\lambda z)$ 有

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{\pi r^2}{\lambda z} \right) = \frac{2\pi r}{\lambda z} = \omega = 2\pi f \quad (13)$$

因此,其空间-频率关系有

$$f = r/\lambda z \quad (14)$$

由式(14)可知,频率是随径向坐标 r 变换的,因此通过得到 $r-f$ 的对应关系,在 λ 已知的情况下,就可以求得粒子的空间记录距离 z .

从式(1)和式(2)可知,两类颗粒物的包络函数分别是贝塞尔函数和 sinc 函数,而啁啾函数都是 $\sin(\pi r^2/\lambda z)$,所以包络函数的迥异并不影响本文计算颗粒空间轴向位置的方法.

希尔伯特-黄变换是针对分析非稳非线性信号瞬时频率而提出,其不限定选择的基函数,而是基于数据的自适应分解,其类似于基的函数正是由上下包络均值为 0 以及满足零点个数要求自适应形成,而不是人为的选择基函数. 粒子的数字全息图从图 1(b)中,可以发现这种调制啁啾信号的非稳信号分

布刚好可以应用希尔伯特-黄变换的基础思想,然而数字全息图的一维强度分布并不是完全符合本征模态函数的条件,因此应用经验模态分解,可以将其快速的分解,提取出包含啁啾信号的本征模态函数,进而做下一步的分析.

为验证初始粒子数字全息图的一维强度分布图 1(b)是否满足本征模态函数的条件,对其直接做 Hilbert 变换,得到希尔伯特谱,如图 2. 为了比较,图 2 中用实线给出了式(14)啁啾信号理论上的空间-频率关系,可见所得频率分布在理论频率周围,但是偏离理论值较远,分辨率低. 这是由于初始的一维强度分布上下包络函数的均值不等于 0,不是本征模态函数,没有满足应用 Hilbert 变换的条件.

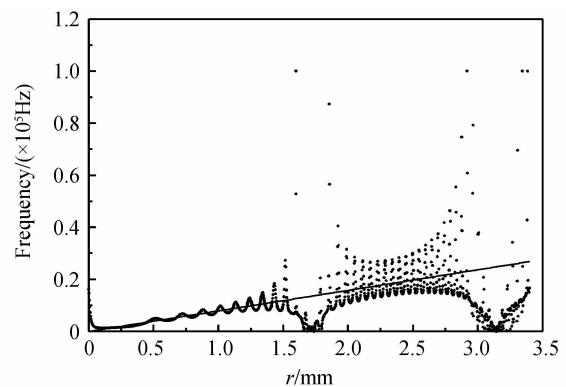
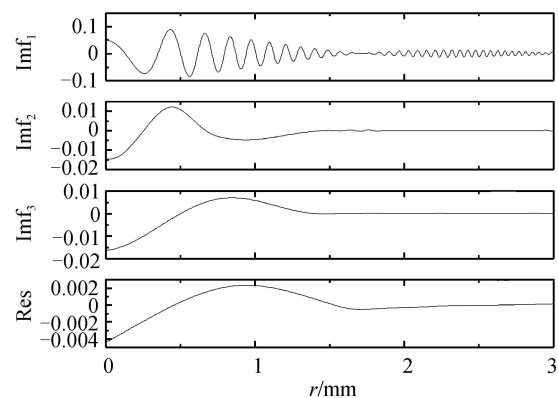


图 2 全息图一维强度 Hilbert 变换频谱分布

Fig. 2 Hilbert transform of 1-D radius intensity of hologram

第一个本征模态函数包含了频率最高的啁啾函数的信息,对其做希尔伯特变换,得到的希尔伯特谱中的空间-频率关系如图 3(b)所示,可见除了部分位置由于相位的突变引起的频率奇异点外,其余部分与啁啾信号理论频率趋势吻合,且相对于文献 [12]得到的频率分辨率较高. 因此,可以在得到希尔伯特谱空间-频率关系后,进行最小二乘线性回归分析,通过拟合得到的斜率,计算得到记录距离 z 的信息.

对一维强度信号做经验模态分解,得到几个本征模态函数,频率依次从高到低,如图 3(a).



(a) IMF components and the residue

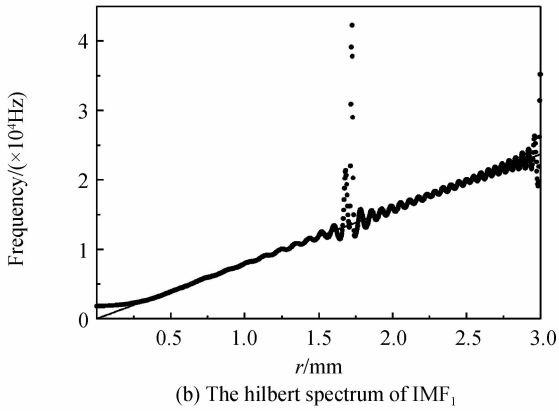
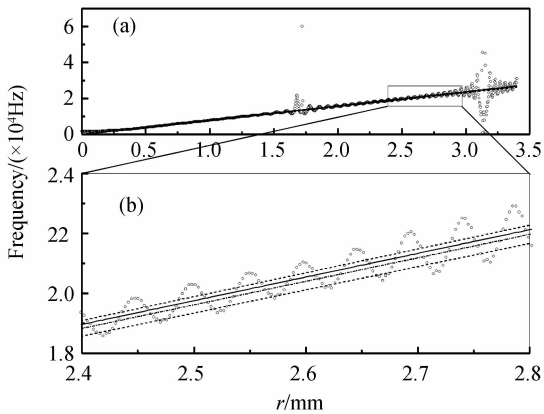


图3 EMD分解结果及IMF₁的希尔伯特谱图空间-频率关系
Fig. 3 The result of EMD and the Hilbert spectrum of IMF₁

对所有计算得到的频率做最小二乘线性回归分析并拟合直线,如图4(a). 为了更加清楚地对比与理论值的差别,放大其中的一部分,如图5(b). 图中灰色的点为希尔伯特-黄变换方法得到频率,深灰色的实线为理论的啁啾信号频率,上下两条黑色虚线表示最小二乘方法计算得到的95%拟合频率置信区间,深灰色实线下方黑色的点划线为直接对所有数据进行最小二乘拟合得到的空间-频率关系线,可见最小二乘方法得到空间-频率的拟合直线是可靠的. 所有数据参与拟合的直线与理论值还是有一定的差别,但差别并不是很大.

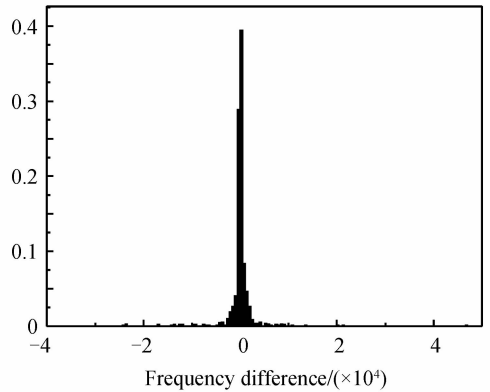


(a) The theoretical frequency and computed of chirp signal and its 95% confidence interval; (b) The zoom figure of the partial rea in Fig.

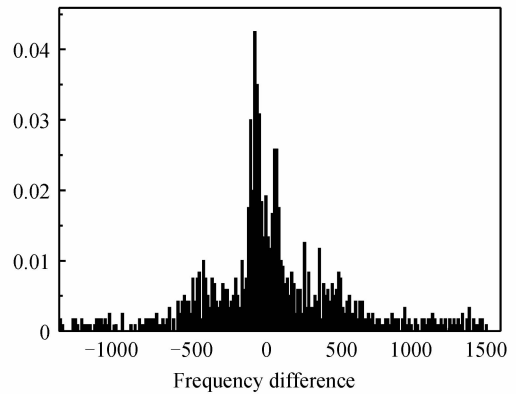
图4 啁啾信号理论频率与计算的频率及其95%置信区间
Fig. 4 The theoretical frequency and computed of chirp signal and its 95% confidence interval

虽然希尔伯特谱中得到的绝大多数频率在理论频率附近震荡,但显然造成拟合直线与理论值的偏离结果主要是由于部分偏离的奇异点引起,因此为了提高计算准确度,要剔除这些奇异点. 统计计算所得频率与理论频率的偏差值直方图,如图5(a),直观地可以看到其偏差值主要集中在0均值处,但有一部分偏离较远的点,由极大似然估计计算出偏离值的估计参量,均值为69.7,标准偏差为3783.8,其

中均值相对于这里较大频率范围已经接近于0,而标准偏差相对较大,因此这里应用拉依达(也称 3σ , $3S$)法则对数据进行处理,大于 3σ 对应的点已经偏离均值很远,有理由认为其是小概率事件,当做奇异点应剔除.



(a) Before remove of singular values



(b) After remove of singular values

图5 剔除奇异点前后计算所得频率与理论频率偏差值的统计直方图

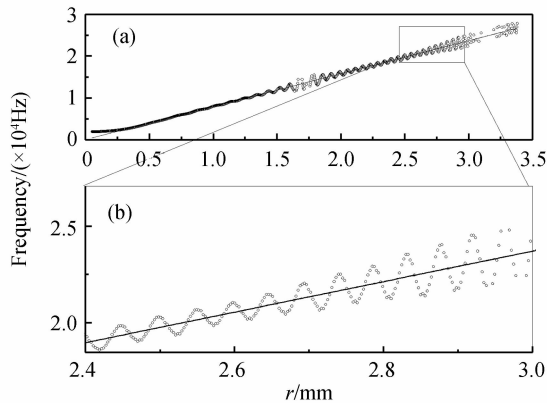
Fig. 5 Histogram of the difference between theoretical and computed frequency without and with removing of singular values

奇异点剔除的方法是:由于大部分频率数据是在真值附近,首先对所有数据做线性回归分析,将得到的频率与拟合得到的数据求偏差,剔除大于 3σ 对应的点,将剔除后的数据再做同样的分析,再次剔除大于 3σ 的点,这样循环迭代拟合,不断剔除掉频率奇异点.

剔除奇异点后的频率偏差值直方图如图5(b)所示,由极大似然估计得到的估计均值为61.6,标准偏差为477,可见剔除奇异点后的数据更加集中于理论频率附近. 另外,在奇异点剔除前后的偏度分别为10.552和0.317,峰度分别为253.5和4.252,而正态分布的偏度为0,峰度为3,可见剔除奇异点后的数据已经接近于正态分布,所以应用拉依达是有一定的基础.

剔除奇异点后,将剩余的数据点最小二乘线性拟合计算记录距离. 其拟合的直线如图6中黑色点

划线所示.在图 6(b)的放大图中可见,拟合的直线基本与理论上的频率重合,所以表示以上的奇异点剔除方法是有效的.



(a) The theoretical frequency and computed of chirp signal with the singular dots removed; (b) The zoom figure of the partial area in Fig.(a)

图 6 啁啾信号理论频率与剔除奇异点后的计算频率
Fig. 6 The theoretical frequency and computed of chirp signal with the singular dots removed

为了进一步验证该方法的可行性,改变不同的记录距离,通过模拟验证计算结果,最后得到的记录距离如表 1.

表 1 剔除频率奇异点前后的计算记录距离 z 结果
Table 1 The compared results of the computed z with and without the singular frequency dots removed

Theoretical z /cm	14	17	20	23	26	29
Computed z with singular frequency/cm	14.22	16.96	20.14	22.72	25.71	28.99
Relative error/%	1.57	0.23	0.70	1.22	1.12	0.03
Computed z without singular frequency/cm	14.01	17.00	19.98	22.99	25.98	28.97
Relative error/%	0.07	0	0.10	0.04	0.08	0.10

由上表的相对误差可以更加清楚看到剔除频率奇异点前后的变化,剔除奇异点后的计算结果中,最大的相对误差为 0.12%,且整体误差相对减小,计算结果波动较小,证明应用该方法剔除奇异点后计算得到的结果准确度提高,且相对稳定.

3 实验验证

本文参考文献[9,11-12]的方法,选用杆状细丝来进行实验验证.用直径约为 $103 \mu\text{m}$ (由 NIKON ECLIPSE ME600L 型金相显微镜拍摄测量,物镜放大 20 倍,CCD 分辨率 3840×3072)的细丝做同轴数字全息实验,实验装置如图 7,改变不同的记录距离 z ,这里分别选取的记录距离 $z=14,17,20,23,26,29$ cm,拍摄全息图.实验中所用 CCD 尺寸为 $8.5 \text{ mm} \times 6.8 \text{ mm}$,分辨率为 1600×1200 像素,选

用的氩氟激光器记录波长为 632.8 nm .

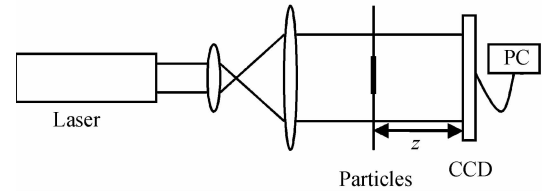


图 7 实验装置示意图
Fig. 7 The schmetic diagram of experimental setu

其中,由实验导轨刻度尺测量的记录距离 z 约等于 20.00 cm 时拍摄的全息图如图 8(a).由于实验中 CCD 面的位置不能准确定位,导致无法测量出粒子与 CCD 的准确距离,所以我们应用卷积再现方法再现出细丝的全息图,由最大梯度法判焦,获得粒子与 CCD 的距离,并以该距离作为验证本文提出的希尔伯特-黄变换方法的参考距离.再现像如图 8(b).其中再现距离选择方法是:若导轨测量的记录距离约 20 cm 时,选取的初始再现距离为 19.50 cm 到 20.50 cm ,步长为 0.05 cm ,初步判断出聚焦位置 20.15 cm ,准确度达到 0.05 cm ;再选择 20.10 cm 到 20.20 cm ,步长为 0.01 cm ,得到再现距离 20.13 cm ,达到 0.01 cm 的准确度.

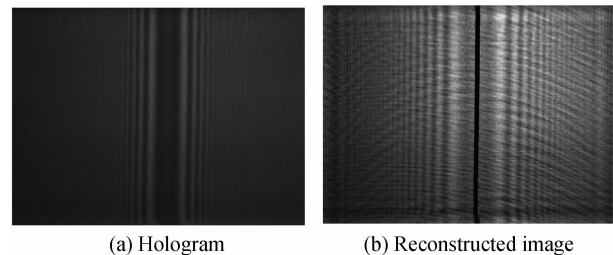
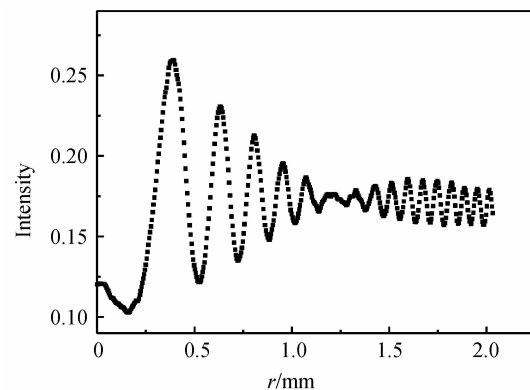


图 8 记录距离约为 20.00 cm 时的全息图(滤波后)和再现像
Fig. 8 Hologram with recording distance z is about 20 cm (after filtering) and reconstructed image

提取全息图的径向强度分布,如图 9(a).对其进行本征模态分解,并对第一个本征模态进行希尔伯特变换,得到的希尔伯特谱中的空间-频率关系如图 9(b).其中灰色的点是计算所得的频率,黑色实线是记录距离为 20.13 cm 时,对应的理论上的频率.



(a) Radial intensity distribution

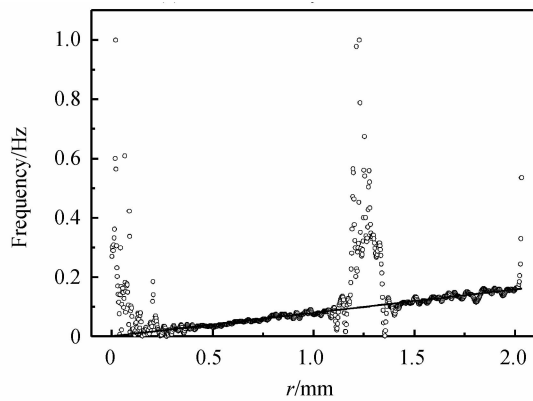
(b) Spatial-frequency relation in Hilbert spectrum of IMF₁

图9 全息图一维强度分布和 IMF₁ 对应希尔伯特谱
Fig.9 Radial intensity distribution of hologram and Hilbert spectrum of IMF₁

采用上述第2节中的方法,对其进行线性拟合,应用拉依达法则,计算得到的记录距离 $z \approx 20.17$ cm. 用图像再现的方法计算得到的距离为 20.13 cm, 相对误差 0.20%.

改变不同的记录距离,拍摄全息图,并分别采用再现法和本文提出的希尔伯特-黄变换方法,计算结果如表2.

表2 不同距离下希尔伯特-黄变换方法和传统数值再现方法计算得到的记录距离 z

Table 2 Results of z computed by using image reconstruction and Hilbert-Huang transform

Measured z /cm	14.37	17.19	20.13	23.19	26.23	29.09
Computed z by HHT/cm	14.40	17.47	20.17	23.24	26.17	29.22
Relative error/%	0.21	1.63	0.20	0.22	0.23	0.45

由表2可见,应用希尔伯特-黄变换方法和传统数值再现方法得到的记录距离是非常一致的. 由于本方法直接计算颗粒的空间位置,避免了数值再现中的选取再现距离和扫描式判焦的过程,从而大大减少了计算时间. 传统再现方法计算时间约为 42.9 s,而本文提出的方法包括图像滤波、HHT,剔除奇异点等各项时间约为 5.9 s,所用时间约为前者的 1/7 (计算机处理器英特尔 Core i7-2600, 主频 3.4 GHz, 内存 8 GB).

4 结论

本文提出直接对粒子数字全息图进行希尔伯特-黄分析,数值模拟和实验验证得到了粒子的精确记录距离,且计算时间较短,为实时测量提供了可选的方法. 由于 EMD 方法是一种基于数据的自适应分解,不需人为选择基函数,有较强的适应性. 同时,该方法直接分析全息图,避免了传统数值再现方法中反复判焦的繁琐复杂的缺点.

但是希尔伯特-黄变换方法由于是对极值点的

包络拟合,因此对噪音很敏感,使得得到的瞬时频率退化,因此实际应用中要通过一些改进方法才可以从低信噪比的强度信号中提取更准确的粒子信息,同时目前本文的方法还受到颗粒间全息图相互交叠的影响,因此对于浓度较高的颗粒样品分析仍较为困难,未来我们将针对这些问题开展进一步的研究工作.

参考文献

- [1] LEBRUN D, ALLANO D, MEES L, *et al.* Size measurement of bubbles in a cavitation tunnel by digital in-line holography [J]. *Applied Optics*, 2011, **50**(34): H1-H9.
- [2] FOURNIER C, DUCOTTET C, FOURNEL T. Digital in-line holography: influence of the reconstruction function on the axial profile of a reconstructed particle image[J]. *Measurement Science and Technology*, 2004, **15**(4): 686-693.
- [3] DUBOIS F, SCHOCKAERT C, CALLENS N, *et al.* Focus plane detection criteria in digital holography microscopy by amplitude analysis[J]. *Optics Express*, 2006, **14**(13): 5895-5980.
- [4] LÜ Qie-ni, GE Bao-zhen, GAO Yan, *et al.* Simultaneous measurement of size and velocity of alcohol spray with digital holography[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, **39**(2): 266-270.
吕且妮,葛宝臻,高岩,等. 乙醇喷雾场粒子尺寸和速度的数字全息测量[J]. *光子学报*, 2010, **39**(2): 266-270.
- [5] WU Xue-cheng, PU Shi-liang, PU Xing-guo, *et al.* Effects of scale parameter of wavelet on the numerical reconstruction of particle hologram[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(11): 2963-2967.
吴学成,浦世亮,浦兴国,等. 小波尺度参量对粒子场数字全息重建图像的影响[J]. *光子学报*, 2009, **38**(11): 2963-2967.
- [6] MURATA S, YASUDA N. Potential of digital holography in particle measurement[J]. *Optics & Laser Technology*, 2000, **32**(7-8): 567-574.
- [7] YANG Y, KANG B. Experimental validation for the determination of particle position by the correlation coefficient method in digital particle holography[J]. *Applied Optics*, 2008, **47**(32): 5953-5960.
- [8] LI Zhi-bin, ZHENG Gang, ZHANG Li-xin, *et al.* Accurate axial location for particles in digital in-line holography[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2009, **36**(9): 82-86.
李志斌,郑刚,章立新,等. 同轴数字全息中粒子轴向的精确定位 [J]. *光电工程*, 2009, **36**(9): 82-86.
- [9] ONURAL L, ÖZGEN M T. Extraction of three-dimensional object-location information directly from in-line holograms using Wigner analysis[J]. *JOSA A*, 1992, **9**(2): 252-260.
- [10] NISHIHARA K, HATANNO S, NAGAYAMA K. New method of obtaining particle diameter by the fast Fourier transform pattern of the in-line hologram [J]. *Optical Engineering*, 1997, **36**(9): 2429-2439.
- [11] SOONTARANON S, WIDJAJA J, ASAKURA T. Improved holographic particle sizing by using absolute values of the wavelet transform[J]. *Optics Communications*, 2004, **240**(4-6): 253-260.
- [12] SOONTARANON S, WIDJAJA J, ASAKURA T. Extraction of object position from in-line holograms by using single wavelet coefficient[J]. *Optics Communications*, 2008, **281**(6): 1461-1467.
- [13] HUANG N E. The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series

analysis[J]. *Proceedings of the Royal Society A*, 1998, **454** (1971): 903-995.

applied to particle size analysis: a reassessment[J]. *Optica Acta*, 1976, **23**(9): 685-700.

[14] TYLER G A, THOMPSON B J. Fraunhofer holography

Extraction of Particle Axial Position From In-line Digital Holograms Based on Hilbert-Huang Transform

ZHAO Xiao-juan, CEN Yu-ting, ZHENG Chu-jun, HAN Peng

(Laboratory of Quantum Information Technology, SPTE, South China Normal University, Guangzhou 510006, China)

Abstract: In particle digital holography, the process of determining focal distance is cumbersome and complex using traditional numerical reconstruction methods. Based on Hilbert-Huang transform, a method for detecting axial position of particle from in-line digital hologram is presented. The radial intensity distribution of single particle hologram is transformed by empirical mode decomposition which results in several intrinsic mode functions. The particle position can be determined by using linear regression of the first intrinsic mode function's Hilbert spectrum. The validity and reliability are demonstrated by the theoretical simulation and experiments. Since it does not need to reconstruct the hologram, this method is expected to be used in real time digital particle hologram analysis.

Key words: In-line hologram; Hilbert-Huang Transform(HHT); Particle position; Linear regression