

气-固流化床压力波动 功率谱指数衰减与阵发性混沌行为探讨

赵贵兵¹, 石炎福²

(1. 浙江大学化工系, 浙江 杭州 310027; 2. 四川大学化工系, 四川 成都 610065)

摘要: 根据功率谱低频发散与阵发性混沌本质之间的联系, 通过分析压力波动信号的功率谱指数衰减, 并结合互信息函数分析, 证实了流态化动力学所具有的阵发性混沌特性. 研究表明, 随气速增加, 压力波动层流区时间长度逐渐缩短, 混沌越来越频繁地阵发, 最终通向完全混沌状态. 此外, 研究了层流区时间长度与雷诺数之间的关系, 表明层流区时间长度随气速增加呈指数衰减, 流态化动力学呈现出 I 型阵发机制.

关键词: 压力波动; 功率谱指数衰减; 阵发性混沌; 层流区时间长度; 雷诺数

中图分类号: TQ051.1⁺3 **文献标识码:** A **文章编号:** 1009-606X(2002)02-0101-06

1 前言

流化床由于其优异的传热、传质特性已广泛用于化工、石油、能源、材料、环保等领域^[1]. 然而, 由于气固两相流过程的复杂性, 许多问题尚待解决. 混沌理论是近十几年来快速发展起来的边缘学科, 这种新的理论对流态化工程的研究非常重要^[2]. 最近的研究表明, 通过研究流化床的混沌行为可以深入理解流域过渡^[3,4]、结构非均匀性^[5]、床层放大^[6]、流化质量监控^[7]等, 流化床压力波动敏感依赖于初始条件的混沌本质也得到研究^[8]. 在流态化混沌研究中, 许多研究者都发现流化床压力波动信号功率谱超过某一临界频率时表现出随频率增加指数衰减的发散形式: $S(f) \propto f^{-\alpha}$ (这一现象被称为 $1/f$ 噪音), 并努力与流化床的混沌性质建立某种联系^[5,9-11], 但所作分析大多是定性的, 未得到实质性的结果. 事实上, 自然界中许多物理系统均展现出 $1/f$ 噪音且倍受非线性科学领域研究者的关注并致力于探讨其与系统混沌性质之间的联系^[12]. 大量研究表明^[12-14], 系统出现功率谱指数衰减的 $1/f$ 噪音与系统出现阵发性混沌行为有着本质联系. 事实上, 气固流化床内的阵发性混沌行为已被一些研究者观察到并进行了探索性的研究. Daw 等^[15]通过实验表明, 虽然流化床表现出低维混沌行为, 但随气速增加, 压力波动的阵发性混沌特征越来越明显, 当达到湍动流化时, 系统动力学行为已变得相当复杂; 并指出阵发性混沌层流区平均时间长度与气速的变化关系为: $\langle T \rangle \propto \Delta U^{-0.73}$, 首次定量地证实流化床随气速增加所表现出的阵发性混沌性质. Johnsson 等^[16]发现, 在所有流态化区域, 测得的压力波动都表现出一种阵发性混沌结构. 另外, Grace^[17]和 Ajbar^[18]都从不同角度分析了气固流化床所表现出的阵发性混沌行为.

本文首次利用功率谱指数衰减的 $1/f$ 噪音与系统阵发性混沌行为的本质联系, 探讨了气固流化床的阵发性混沌本质.

2 实验

本文所建立的实验装置如图 1 所示, 主要由气-固流化床实验系统和数据采集系统构成. 流化床为内径 90 mm 的有机玻璃管, 高为 1 m. 在线数据采集与分析系统的硬件由 SYDC-II 型六通道

收稿日期: 2001-07-27, 修回日期: 2001-12-19

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(编号: 29676026)

作者简介: 赵贵兵(1972-), 男, 重庆市璧山县人, 博士, 副研究员, 化学工程专业. 石炎福, 通讯联系人.

数据采集系统和 PC/386 计算机构成. SYDC-II 型数据采集系统包括放大器、14 位 A/D 转换卡及低通滤波组件,可以滤去 30 Hz 以上的信号,以除去外界噪声影响. 在采样软件的控制下可以实现不同方式的信号采集,每个通道可采集 65 536 个数据. 实验用固体物料为 400~710 μm 的聚乙烯,颗粒密度为 890 kg/m^3 ,静床高 138 mm,最小流化速度 $u_{\text{mf}}=0.0903$ m/s,流化数 u/u_{mf} 为 1~8.6,采样频率为 250 Hz. 压力波动的测定选用 CYG319 型微压高精度(2.5‰)固态压阻式传感器,量程 0~4 kPa,传感器测压孔中心距分布板 32 mm,床壁测压.

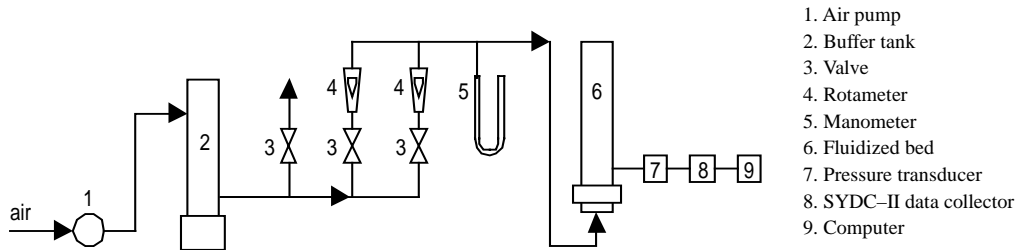


图 1 实验装置流程简图

Fig.1 Schematic diagram of experimental set-up

3 阵发性混沌理论

3.1 阵发性混沌

阵发一词起源于流体力学^[19]. 在流体湍流研究中,探头测得的信号交替出现平坦信号和不规则的突发信号,分别将其理解为流体的层流状态和湍流状态,并称这样的过程为阵发. Pomeau 等^[20]通过分析 Lorenz 模型发现,当 Lorenz 模型的参数超过临界参数时,信号的周期行为不断被突发的不规则信号所打断,并称其为阵发性混沌状态. 阵发性行为是由于在临界控制参数 r_c 下不动点失稳所引起的,随控制参数增大,混沌突发逐渐频繁. Pomeau 等^[21]通过分析 Lorenz 模型首先研究了层流区时间长度的标度行为,得出平均层流区时间长度与控制参数的变化关系为

$$\langle T \rangle \propto (r - r_c)^{-\gamma}, \quad (1)$$

并根据参数 γ 将阵发性行为分成 3 类: $\gamma=0.5$ 为 I 型阵发; $\gamma=1.0$ 为 II 型和 III 型阵发.

3.2 $1/f$ 现象

在描述一个动力学过程时,对这个过程有贡献的各个频率构成一个特征谱—功率谱,这种谱反映了该动力学过程中能量的分配. 混沌时间序列的功率谱非常不同于周期和准周期时间序列的功率谱. 前者的功率谱是连续的、类似于宽带的噪声谱. 某些混沌时间序列的频率当超过某一定值后,功率谱密度随频率指数衰减,满足负幂律谱关系,即

$$S(f) \propto f^{-\alpha}, \quad (2)$$

式中 $S(f)$ 为功率谱密度, f 为频率, α 是标度指数. 动力学过程具有的这一特征常称为 $1/f$ 现象.

3.3 $1/f$ 现象与阵发性混沌之间的关系

尽管在实验中已观察到一大类物理系统的功率谱 $S(f)$ 以幂次规律 $1/f^\alpha$ 发散,并在理论上作了很多努力,但还是缺乏能够包括各种实验中的 $1/f^\alpha$ 发散性的一般理论. 研究表明^[12,13],产生阵发性混沌信号的一类映射也展现出 $1/f$ 噪声,并用重整化群方法把指数 α 与映射的普适性联系起来,用数值验证了映射具有的 $1/f$ 噪声阵发机理. 这一研究表明,产生 $1/f$ 现象的系统能给出系统出现阵发性混沌的说明. 并指出,当频率超过某一临界频率 f_c 时,系统动力学功率谱展现出随频率增加的指数衰减现象,即 $1/f$ 噪声现象,而这一临界频率正好反比于阵发性混沌平均层流区时间长度,即

$$f_c \propto \langle T \rangle^{-1}. \quad (3)$$

因此, 可以通过研究表现系统动力学信号的功率谱指数衰减现象来分析系统动力学阵发性混沌的平均层流区时间长度, 并给出阵发性混沌的说明.

4 结果与讨论

4.1 互信息函数分析

由于互信息函数没有假设变量间存在任何关系, 因而它不仅能反映变量间的线性相关性, 而且能反映变量间的非线性相关性. 赵贵兵等^[22]研究了互信息函数的计算方法. 令随机变量 X 为原始时间序列 $x(t)$, Y 为原始时间序列的延迟 $x(t+\tau)$, 则互信息函数定义为

$$\begin{aligned} I(X, X+\tau) &= H(X) + H(X+\tau) - H(X, X+\tau) \\ &= -\sum_{i=1}^N P(x_i) \ln_2 P(x_i) - \sum_{j=1}^M P(y_j) \ln_2 P(y_j) + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M P(x_i, y_j) \ln_2 P(x_i, y_j). \end{aligned} \quad (4)$$

因此, 当互信息第一次达到最小时, 可以认为变量 $x(t)$ 及其延迟 $x(t+\tau)$ 间的非线性相关性最弱. 由压力波动数据计算 $u=0.417$ m/s 下的互信息函数随时间延迟的变化关系如图 2(a) 所示, 不同气速下互信息第一次达到最小的时间延迟如图 2(b) 所示.

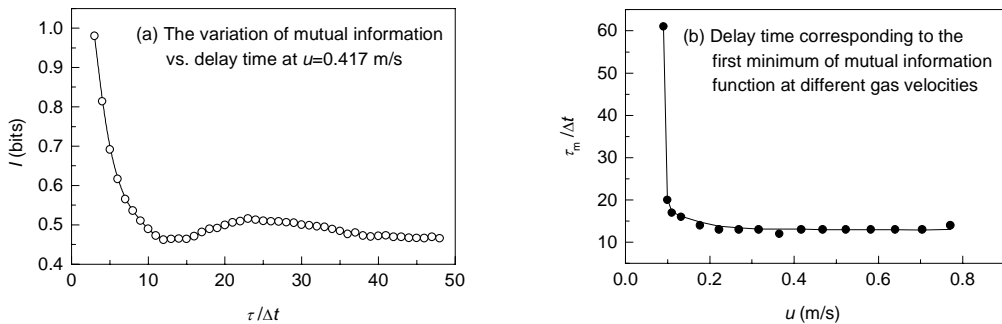


图 2 压力波动数据互信息函数计算结果

Fig.2 The calculated results of mutual information function with data of pressure fluctuations

由图可见, 随气速增大, 互信息第一次达到最小的延迟 τ_m 急剧降低, 呈指数衰减趋势, Daw 等^[23]、赵贵兵等^[4]也得到类似的结果. 由互信息的物理意义可知, 它随时间延迟减少的速率实际上就是信息的丢失速率, 也代表了系统动力学可预测性下降的速率. 如 Daw 等^[23]所述, 互信息函数可以用于估计给定流态化条件下的相对混沌水平, 实际上也就是可预测性水平. 因此, 互信息第一次达到最小的延迟 τ_m 越小, 表明系统动力学混沌程度越大, 系统动力学可预测性越差. 图 2 的结果说明, 随气速增大, 系统动力学混沌程度呈指数趋势急剧增加(特别是在接近最小流化气速附近), 表明压力脉动呈混沌态的几率可能随气速增加呈指数趋势增加, 而呈层流态的几率可能呈指数衰减, 与阵发性混沌过程表现出相近的趋势.

4.2 压力波动的 $1/f$ 现象分析

图 3 是两个具有代表性的压力波动时间序列的 $\lg[S(f)]-\lg(f)$ 图, 从中清晰可见功率谱的指数衰减现象. 研究发现, 本文研究的其它流速下压力波动的功率谱也同样具有 $1/f^\alpha$ 发散现象. 不同气速下回归的指数 α 如图 4 所示. 可见, 压力波动高频成份的能量随频率衰减的速率先是加快(表现为指数 α 先随气速的增加而增加), 当气速达到 0.222 m/s 时, 衰减速率达到最大, 而后又开始降低. 这与实验现象非常吻合. 气速增加到 0.222 m/s 的过程中, 床层中最先是单个气泡运动, 而后出现多

气泡运动,但各个气泡的运动仍相当独立,即几乎未出现气泡间的相互作用.当气速达到 0.222 m/s 后,床层波动急剧增加,气泡作用加剧,床层波动变得复杂多变.因此, α 的变化表征了实验中由单气泡到多气泡,进而到多气泡相互作用的转变过程.

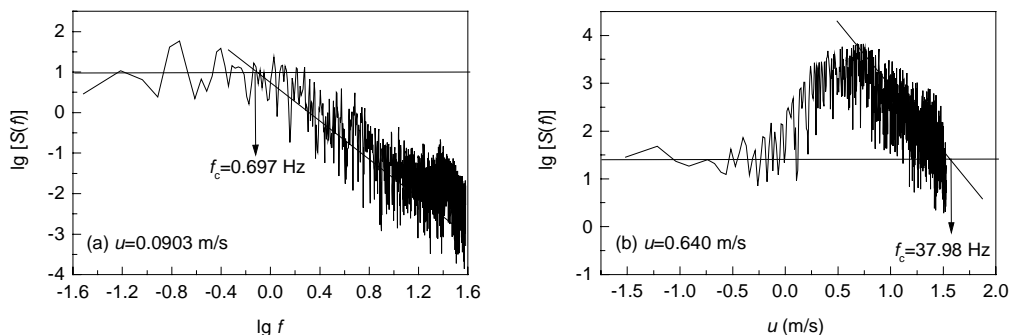


图3 功率谱指数衰减与临界频率 f_c

Fig.3 Decay of power spectrum intensity with frequency and their critical frequency

上述结果表明本文研究的系统动力学功率谱展现出随频率增加的指数衰减现象,即 $1/f$ 现象,表明该系统具有阵发性混沌特性.

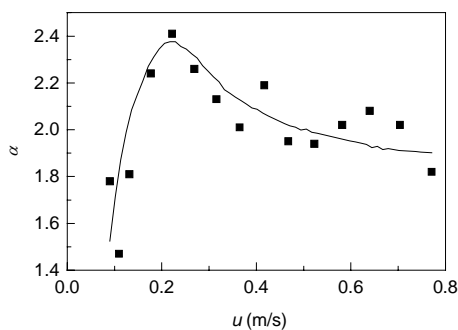


图4 不同气速下的功率谱衰减指数 α
Fig.4 Decay exponent α of power spectrum intensity at different gas velocities

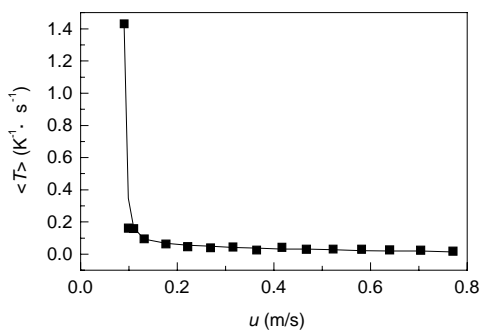


图5 平均层流区时间长度 $\langle T \rangle$ 随气速的变化关系
Fig.5 The relationship of mean laminar interval length $\langle T \rangle$ with gas velocity

4.3 层流区平均时间长度 $\langle T \rangle$

研究表明^[12,13],功率谱低频发散性的产生(即 $1/f$ 现象)是因为任意时间长度 T 的层流区以有限概率 $P(T)$ 发生于动力系统中.而间歇层流区的平均时间长度 $\langle T \rangle$ 是有限的.并且,功率谱 $S(f)$ 的 $1/f^\alpha$ 发散行为中截止频率 f_c 与层流区平均时间长度 $\langle T \rangle$ 间的关系如式(3)所示.根据式(3), $f_c \propto \langle T \rangle^{-1}$, 可得 $f_c = k \langle T \rangle^{-1}$, 式中 k 为比例常数.由此根据 f_c 可求出 $\langle T \rangle/k$.图3示出了求解截止频率 f_c 的过程^[12,13],即低频段水平直线关系 $\lg[S(f)] \sim \lg(f)$ 与 $1/f^\alpha$ 发散段 $\lg[S(f)] \sim \lg(f)$ 线性关系交点对应的横坐标为 f_c .图5示出了不同流速下的层流区平均时间长度 $\langle T \rangle$ 随气速的变化关系.可以看到,随气速的增加,层流区明显缩短,混沌阵发的几率增加.在刚开始流化时,流化床周期性地出现单个鼓泡,乳相颗粒的混沌运动间歇地被气泡的周期性出现所打断.由于气泡引起的压力波动具有较强的周期性,表现为较长的层流区.当系统出现多个气泡,气泡间的非线性相互作用增强,周期性波动就会受到极大的抑制,层流区开始缩短,表明混沌越来越频繁地出现阵发.

对比互信息第一次达到最小所对应的滞时[图 2(b)]与平均层流区时间长度(图 5)随风速的变化关系, 可见它们有惊人的相似之处. 它们都同时说明随风速增加系统混沌突发越来越频繁, 层流区时间长度逐渐缩短的动力学演变过程.

4.4 层流区平均时间长度(T)的指数衰减

床层从固定床到流化床过程中, 系统唯一的控制参量是风速. 当风速超过临界流化风速 u_{mf} , 床层开始流化, 系统动力学开始表现出一定的混沌形态. 由于固定床状态下几乎没有压力波动, 该状态下的动力学吸引子为不动点. 因此, 临界流化速度是系统动力学演化的外部临界控制参量, 表征了动力学形态的转变. 若以 ε 表示离临界点的距离, 即

$$\varepsilon = Re - Re_{mf}, \quad (5)$$

回归平均层流区时间长度(T)与 ε 的关系如图 6 所示, 得到

$$\langle T \rangle \propto \varepsilon^{-0.492}. \quad (6)$$

这表明流化床动力学呈现出 I 型阵发机制[特征为 $\langle T \rangle \propto \varepsilon^{-0.5}$], 与 Daw 等^[15]的结果趋于一致. 同时还可以看出, 随风速的增加, 平均层流区时间长度呈指数衰减, 混沌越来越频繁地阵发. 可以推知, 在更高的风速下, 当气泡消失、气固完全混合均匀时(如完全湍动区), 层流区周期信号将消失, 这时系统便发展为完全混沌的了. 可见, 阵发的确提供了流态化动力学从规则通向混沌的连续道路.

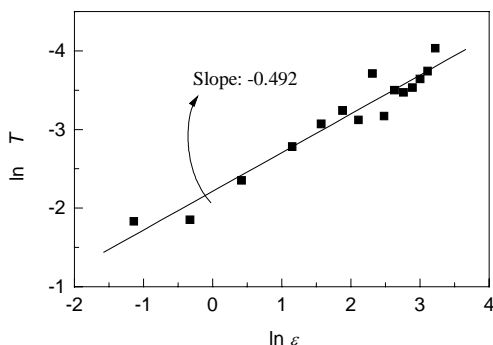


图 6 平均层流区时间长度(T)与 ε 的关系

Fig.6 The relationship between the mean laminar interval length $\langle T \rangle$ and ε

5 结论

对流态化系统, 当风速低于最小流化风速时, 床层压力可以根据 Ergun 方程严格预测, 在相空间中表现为稳定的不动点. 随系统控制参数风速的增加, 直至超过最小流化风速, 出现气泡时, 床层压力开始出现明显的波动, 系统动力学行为逐渐表现出混沌行为. 系统原有的稳定不动点逐渐由于气泡的出现和相互作用而被打破, 且随风速增加气泡越来越多、越来越频繁地出现. 本文通过压力波动功率谱指数衰减 $f^{-\alpha}$ 分析研究了流化床的压力波动, 证实了周期信号和混沌信号是以阵发形式间歇出现在压力波动中. 随风速增加, 层流区时间长度逐渐缩短, 混沌越来越频繁地阵发, 从而实现流态化动力学通向混沌的阵发性道路. 并且层流区时间长度随风速增加呈 $\langle T \rangle \propto \varepsilon^{-0.492}$ 指数衰减, 表明流态化动力学呈现出 I 型阵发机制.

符号表:

f	频率 (Hz)	r	系统控制参数	α	功率谱衰减指数
f_c	临界频率 (Hz)	Re	Reynolds 数 ($Re = \rho_g d_p u_g / \mu_g$)	Δt	采样时间间隔 (s)
I	互信息函数 (bit)	$S(f)$	功率谱密度 (Pa^2/Hz)	ε	离临界点的距离
p	压力 (Pa)	T	层流区时间长度 (s)	τ	延迟时间 (s)
P	概率	u	表观风速 (m/s)		

参考文献:

- [1] 金涌, 汪展文, 刘淑娟, 等. 流态化工程研究的前沿课题 [J]. 化学工程, 1992, 20(5): 56-61.
- [2] 袁竹林, 沈湘林, 徐益谦. 流化床传热特性的混沌研究 [J]. 中国科学(A 辑), 1994, 24(9): 986-992.
- [3] Zijerveld R C, Johnsson F, Marzocchella A, et al. Fluidization Regimes and Transitions from Fixed Bed to Dilute Transport Flow [J]. Powder Technol., 1998, 95: 185-204.

- [4] 赵贵兵, 顾丽莉, 石炎福, 等. 散式流态化到聚式流态化的混沌识别 [J]. 化工学报, 2000, 51(4): 468–474.
- [5] Marzocchella A, Zijerveld R C, Schouten J C, et al. Chaotic Behavior of Gas–Solid Flow in the Riser of a Laboratory-scale Circulating Fluidized Bed [J]. *AIChE J.*, 1997, 43(6): 1458–1468.
- [6] Schouten J C, van der Stappen M L M, van den Bleek C M. Scale-up of Chaotic Fluidized Bed Hydrodynamics [J]. *Chem. Eng. Sci.*, 1996, 51(10): 1991–2000.
- [7] Schouten J C, van den Bleek C M. Monitoring the Quality of Fluidization Using the Short-term Predictability of Pressure Fluctuations [J]. *AIChE J.*, 1998, 44(1): 48–60.
- [8] 赵贵兵, 石炎福, 余华瑞. 流化床压力波动混沌预测研究 [J]. 化工学报, 2000, 51(5): 660–665.
- [9] BAI D, Bi H T, Grace J R. Chaotic Behavior of Fluidized Beds Based on Pressure and Voidage Fluctuations [J]. *AIChE J.*, 1997, 43(5): 1357–1361.
- [10] BAI D, Shibuya E, Masuda Y, et al. Flow Structure in a Fast Fluidized Bed [J]. *Chem. Eng. Sci.*, 1996, 51(6): 957–966.
- [11] Ji H, Ohara H, Kuramoto K, et al. Nonlinear Dynamics of Gas–Solid Circulating Fluidized-bed System [J]. *Chem. Eng. Sci.*, 2000, 55: 403–410.
- [12] Ben-Mizrachi A, Procaccia I, Rosenberg N, et al. Real and Apparent Divergencies in Low-frequency Spectra of Nonlinear Dynamical Systems [J]. *Physical Review A*, 1985, 31(3): 1830–1840.
- [13] Procaccia I, Schuster H. Function Renormalization-group Theory of Universal $1/f$ Noise in Dynamical Systems [J]. *Physical Review A*, 1983, 28(2): 1210–1212.
- [14] Hirsch J E, Huberman B A, Scalapino D J. Theory of Intermittency [J]. *Physical Review A*, 1982, 25(1): 519–532.
- [15] Daw C S, Finney C E A, Vasudevan M, et al. Self-organization and Chaos in a Fluidized Bed [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, 71(12): 2308–2311.
- [16] Johnsson F, Zijerveld R C, Schouten J C, et al. Characterization of Fluidization Regimes by Time-series Analysis of Pressure Fluctuations [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2000, 26: 663–715.
- [17] Grace J R. Reflections on Turbulent Fluidization and Dense Suspension Upflow [J]. *Powder Technology*, 2000, 113: 242–248.
- [18] Ajbar A. Stabilization of Chaotic Behavior in a Two-phase Autocatalytic Reactor [J]. *Chaos, Solitons and Fractals*, 2001, 12: 903–918.
- [19] Platt N, Spiegel E A, Tresser C. On-off Intermittency: A Mechanism for Bursting [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 70(3): 279–282.
- [20] Manneville P, Pomeau Y. Intermittency and the Lorenz Model [J]. *Physics Letters A*, 1979, 75: 1–2.
- [21] Pomeau Y, Manneville P. Intermittent Transition to Turbulence in Dissipative Dynamical Systems [J]. *Commun. Math. Phys.*, 1980, 74: 189–197.
- [22] 赵贵兵, 石炎福, 官国清, 等. 周期信号对计算流化床动力学重构滞时的影响 [J]. 化工学报, 2000, 51(3): 331–337.
- [23] Daw C S, Halow J S. Evaluation and Control of Fluidization Quality Through Chaotic Time Series Analysis of Pressure Drop Measurements [J]. *AIChE Symp. Ser.*, 1993, 89(296): 103–122.

Analyzing the Power-law Decay of Power Spectrum Intensity and Behavior of Intermittent Chaos of Pressure Fluctuations in a Gas–Solid Fluidized Bed

ZHAO Gui-bing¹, SHI Yan-fu²

(1. Dept. Chem. Eng., Zhejiang Univ., Hangzhou 310027; 2. Dept. Chem. Eng., Sichuan Univ., Chengdu 610065)

Abstract: Pressure fluctuations in a gas–solid fluidized bed (0.09 m in diameter and 1 m in height) with polyethylene particles were analyzed using both mutual information theory and the power-law decay of power spectrum intensity. Intermittent chaos has been experimentally observed mainly in hydrodynamic systems. Intermittency means the occurrence of a signal that alternates randomly between long regular phases (the so-called laminar) and relatively short irregular bursts (the so-called intermittency). The route of intermittent burst to chaos with the increase of gas velocity in gas–solid fluidized bed was verified quantitatively according to the power-law decay of power spectrum intensity: $S(f) \propto f^{-\alpha}$. This research shows that the laminar interval length of pressure fluctuation shortens gradually and the chaos bursts more and more frequently till to pure chaos with increase of gas velocity. By studying the relationship between the laminar interval length and Reynolds number, it is shown that the average laminar interval length decays with the power-law: $\langle T \rangle \propto (Re - Re_{mf})^{-0.492}$ and the route to chaos of fluidization dynamics presents the mechanism of type I intermittency.

Key words: pressure fluctuation; the power-law decay of power spectrum; intermittent chaos; the laminar interval length; Reynolds number