



Universidade Estadual de Campinas  
Faculdade de Engenharia Química  
Área de Concentração Engenharia de Processos



## **Análise de Caos em Leito Fluidizado Circulante**

**Doutorando:** Guilherme José de Castilho

**Orientador:** Prof. Dr. Marco Aurélio Cremasco

*Tese apresentada à Faculdade de Engenharia Química da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Química.*

Campinas – São Paulo

Maio de 2011

---

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA  
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA E ARQUITETURA - BAE - UNICAMP

C278a Castilho, Guilherme José de  
Análise de caos em leito fluidizado circulante /  
Guilherme José de Castilho. --Campinas, SP: [s.n.],  
2011.

Orientador: Marco Aurélio Cremasco.  
Tese de Doutorado - Universidade Estadual de  
Campinas, Faculdade de Engenharia Química.

1. Caos determinístico. 2. Fibra ótica. 3.  
Processamento de sinais. 4. Leito fluidizado. I.  
Cremasco, Marco Aurélio. II. Universidade Estadual de  
Campinas. Faculdade de Engenharia Química. III.  
Título.

Título em Inglês: Chaos analysis in circulating fluidized bed

Palavras-chave em Inglês: Deterministic chaos, Fiber-optical, Signal  
processing, Fluidized bed

Área de concentração: Engenharia de Processos

Titulação: Doutor em Engenharia Química

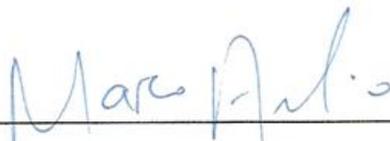
Banca examinadora: José Soares de Andrade Júnior, Waldir Pedro

Martignoni, Osvaldir Pereira Taranto, Rubens Maciel Filho

Data da defesa: 19-05-2011

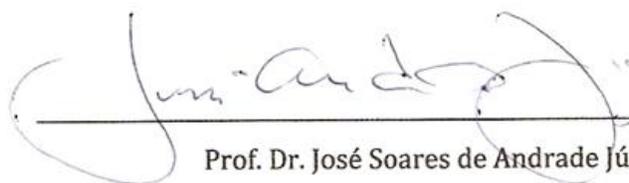
Programa de Pós Graduação: Engenharia Química

Tese de Doutorado defendida por Guilherme José de Castilho e aprovada em 19 de maio de 2011 pela banca examinadora constituída pelos doutores:



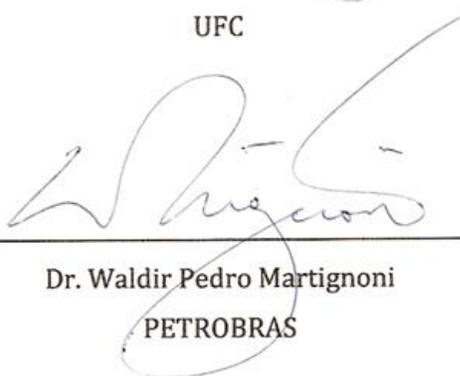
---

Prof. Dr. Marco Aurélio Cremasco – Orientador  
FEQ/UNICAMP



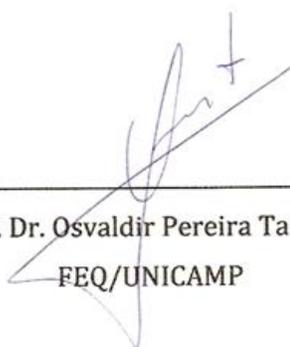
---

Prof. Dr. José Soares de Andrade Júnior  
UFC



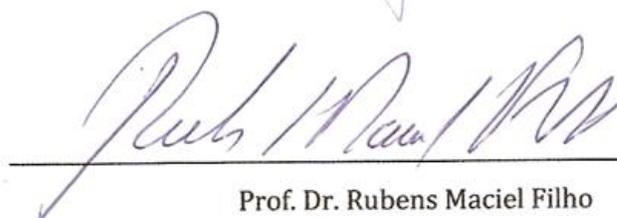
---

Dr. Waldir Pedro Martignoni  
PETROBRAS



---

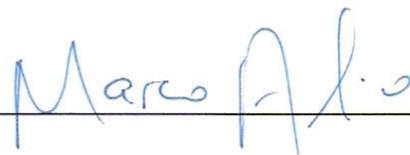
Prof. Dr. Osvaldir Pereira Taranto  
FEQ/UNICAMP



---

Prof. Dr. Rubens Maciel Filho  
FEQ/UNICAMP

Este exemplar corresponde à versão final da Tese de Doutorado  
em Engenharia Química.

A handwritten signature in blue ink, reading "Marco Aurélio", positioned above a horizontal line.

Prof. Dr. Marco Aurélio Cremasco - Orientador

*Aos meus sobrinhos, Felipe e Pedro.*

## *Agradecimentos*

Ao meu orientador, Prof. Dr. Marco Aurélio Cremasco, por ter confiado em meu profissionalismo desde o começo. Também o agradeço por todos os ensinamentos, dedicação, apoio, e pela valiosa orientação, fundamentais no resultado deste trabalho.

Ao Prof. Dr. José Manuel Aragón e à Dra. Lilian de Martín, que me receberam e também me orientaram durante meu estágio na Universidade Complutense de Madri, resultando em um período de muito aprendizado.

Aos senhores membros da banca examinadora, pelo aceite e contribuições neste trabalho.

À Prof<sup>a</sup>. Dr<sup>a</sup>. Marisa Masumi Beppu, pela confiança, dedicação e ensinamentos como supervisora durante o meu estágio na docência (PED-A). Também agradeço ao Prof. Dr. Osvaldir Pereira Taranto por sua colaboração durante esse processo.

Ao CNPq e à Bolsa PED-A, pelo suporte financeiro desta pesquisa e à Petrobras pelo financiamento do equipamento experimental.

Aos meus alunos e ex-alunos que tanto me ensinaram a crescer.

A todos aqueles que, de alguma forma, testemunharam e dividiram comigo essa caminhada de aventuras e que também tiveram sua colaboração. Erica, Alex, Beto, Lara, Milena, Luiz Felipe, Cacá, Vivian, Alessandra, Érika, Vanessa, muito obrigado pelos momentos inesquecíveis!

A meus pais, cujo apoio e incentivo perseveraram há mais de vinte anos.

À minha família, raiz a qual me orgulho, pela compreensão, por todo amor e carinho e pela grande colaboração, principalmente nos momentos mais difíceis.

A Deus, pela força espiritual sempre presente.

Stringer (1989) sugeriu que um leito fluidizado gás-sólido pode ser um sistema caótico no qual seu comportamento irregular, entretanto determinístico, é causado por suas propriedades não-lineares. Desde então, surgiu uma nova forma de analisar flutuações de sinais em sistemas fluidizados: a análise não linear de séries temporais, comumente referida como análise de caos. A análise de caos é uma técnica muito utilizada no processamento de sinais em sistemas fluidizados, porém pouco difundida a nível nacional. Este tipo de análise baseia-se na reconstrução de atratores imersos em um espaço de fase e no estudo das propriedades deste atrator. Nesta Tese de Doutorado, avalia-se o comportamento fluidodinâmico em leito fluidizado circulante (LFC) operando sob condição de transporte pneumático diluído utilizando a análise de caos e também outras análises no domínio do tempo, como a distribuição de frequência e desvio médio absoluto. Os sinais avaliados foram obtidos por uma sonda de fibras ópticas, gerando séries temporais de flutuação de sinais elétricos que representam concentração de sólidos. A análise de caos demonstrou que os sistemas estudados apresentam comportamento caótico, por apresentar entropia de Kolmogorov positiva para todas as situações. A vantagem deste tipo de análise em comparação com as ferramentas usuais no domínio do tempo e no domínio da frequência (espectro de Fourier) é que a mesma considera o comportamento não-linear que existe neste tipo de reator multifásico. A partir de seus resultados, pôde-se descrever detalhadamente a fluidodinâmica do LFC, permitindo relacionar os parâmetros encontrados com fenômenos físicos como formação e repartição de *clusters*, turbulência do gás, interações partícula-partícula e partícula-parede e má alimentação. Tal análise permitiu, inclusive, a identificação de três regimes distintos: diluído, resultante de um escoamento mais complexo devido à turbulência da fase gasosa; concentrado, onde a presença de clusters diminui o caminho médio das partículas e por consequência reduz o grau de complexidade do sistema; e um terceiro regime ainda não publicado em trabalhos anteriores, referente às condições extremamente diluídas, onde o aumento do fluxo de sólidos provocou o aumento da complexidade. Neste regime, a fase gasosa predomina e o escoamento é mais previsível quando há presença de poucas partículas. Pretende-se, com esta Tese de Doutorado, incentivar a utilização deste método para, pelo menos, servir como complementação da técnica usualmente utilizada na análise de sinais nesta área de pesquisa, que são os espectros de potência de Fourier.

**Palavras-chave:** *caos determinístico, processamento de sinais, fibra ótica, leito fluidizado.*

## ABSTRACT

---

Stringer (1989) was the first to suggest that a gas-solid fluidized bed may be a chaotic system, in which the irregular, yet deterministic, behavior is caused by its nonlinear properties. Since then, another way to analyze signals fluctuations in fluidized systems came to light: the nonlinear time series analysis commonly referred to as chaos analysis. It is a technique widely used in the signal analysis in fluidized systems, but not very common at national level. This type of analysis is based on the reconstruction of attractors embedded in a phase space and the study of the properties of this attractor. This Ph.D. Thesis evaluates the fluid dynamic behavior of circulating fluidized bed (CFB) operating under conditions of dilute pneumatic conveying using chaos analysis of chaos and also further analysis in the time domain. The signals obtained were measured by an optical fiber probe which generated time series of fluctuating electrical signals representing solids concentration. The chaos analysis showed that the systems studied exhibit chaotic behavior, by having positive Kolmogorov entropy for all situations. The advantage of this type of analysis compared with the usual tools in the time domain and frequency domain (Fourier spectrum) is that it considers the nonlinear behavior that exists in this type of multiphase reactor. From their results, it was possible to describe in detail the fluid dynamics of the CFB, allowing correlating the parameters found with physical phenomena such as cluster formation and breakdown, the gas turbulence, particle-particle and particle-wall interactions and feed maldistribution. This analysis has led to the identification of three distinct regimes: diluted, resulted from a more complex flow due to turbulence of the gas phase; concentrated, where the presence of clusters decreases the average path length of particles and consequently reduces the complexity of the system; and a third regime not yet published in previous works, regarding the extremely dilute conditions, where the increased flow of solids caused the increase in complexity. In this condition, the gas phase and the predominant flow is more predictable when there is presence of a few particles. With this Ph.D. Thesis, it is intended to encourage the use of this method for at least as a complement to the technique usually used in signal analysis in this research area, that is, the Fourier power spectra.

**Keywords:** *deterministic chaos, signal processing, optical-fiber, fluidized bed.*

## SUMÁRIO

---

<b>RESUMO .....</b>	<b>VII</b>
ABSTRACT .....	VIII
SUMÁRIO .....	IX
LISTA DE FIGURAS .....	XIII
LISTA DE TABELAS .....	XVII
NOMENCLATURA .....	XVIII
<b>1. CONSIDERAÇÕES INICIAIS.....</b>	<b>1</b>
1.1 INTRODUÇÃO.....	2
1.2 OBJETIVOS DA TESE.....	4
1.2.1 <i>Objetivos específicos</i> .....	5
1.3 ORGANIZAÇÃO DA TESE .....	6
<b>2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA .....</b>	<b>9</b>
2.1 A TEORIA DO CAOS – CONCEITOS IMPORTANTES .....	10
2.1.1 <i>Sistemas Dinâmicos</i> .....	11
2.1.2 <i>O Efeito Borboleta</i> .....	14
2.1.3 <i>Atrator Estranho</i> .....	17
2.1.4 <i>Dimensão Fractal</i> .....	19
2.1.5 <i>Caracterização do Caos Determinístico</i> .....	22
2.1.5.1 Entropia de Kolmogorov (K).....	24
2.1.5.2 Dimensão de Correlação (D).....	25
2.1.5.3 Expoentes de Lyapunov.....	25
2.2 FUNDAMENTAÇÃO MATEMÁTICA.....	26
2.2.1 <i>A Análise Tradicional de Sinais Experimentais</i> .....	27
2.2.1.1 Análise Espectral .....	27
2.2.1.1.1 Estimativa do espectro de potências .....	29
2.2.1.2 Análises no Domínio do Tempo .....	31
2.2.2 <i>Análise de caos (espaço de fase)</i> .....	32
2.2.2.1 Reconstrução do Atrator.....	32

2.2.2.2	Cálculo da Dimensão de Atratores.....	34
2.2.2.2.1	Dimensões Generalizadas.....	34
2.2.2.2.2	O método de Grassberger-Procaccia.....	36
2.2.2.3	Entropia de Kolmogorov.....	37
2.2.2.3.1	Estimativa da entropia de Kolmogorov.....	38
2.2.3	<i>Metodologias de análise de caos determinístico de séries temporais.....</i>	40
2.2.3.1	Abordagem clássica e suas dificuldades.....	40
2.2.4	<i>O software RRCHAOS.....</i>	44
2.3	APLICAÇÕES DA ANÁLISE DE CAOS EM REATORES MULTIFÁSICOS.....	46
2.3.1	Transição de regimes.....	47
2.3.2	Caracterização dentro de um regime.....	49
2.3.3	Controle do caos.....	50
2.3.4	Monitoramento.....	52
2.3.5	Outras aplicações.....	53
2.4	ESTUDO DA FLUIDODINÂMICA EM REATORES DE LEITO FLUIDIZADO CIRCULANTE.....	55
2.4.1	Introdução ao leito Fluidizado Circulante (LFC).....	57
2.4.2	Reatores de craqueamento catalítico em leito fluido (FCC): riser e downer.....	59
2.4.2.1	Riser.....	59
2.4.2.2	Downer.....	60
2.4.3	Estudos de caso em reatores LFC.....	62
2.5	A TÉCNICA DE SONDA DE FIBRAS ÓPTICAS.....	74
<b>3.</b>	<b>MATERIAIS E MÉTODOS.....</b>	<b>77</b>
3.1	MATERIAIS.....	78
3.1.1	Equipamento experimental.....	78
3.1.2	Sistema de medição de sinais.....	83
3.2	MÉTODOS.....	86
3.2.1	Primeira Parte: fluidodinâmica nas seções downer e riser.....	87
3.2.2	Segunda parte: fluidodinâmica no leito fluidizado circulante (LFC).....	88
<b>4.</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÃO.....</b>	<b>93</b>

4.1	PRIMEIRA PARTE: FLUIDODINÂMICA NAS SEÇÕES <i>DOWNER</i> E <i>RISER</i> .....	94
4.1.2	<i>Downer</i> .....	94
4.1.2.1	Medidas Realizadas.....	94
4.1.2.2	Flutuações de sinais, distribuições de frequências e atratores.....	94
4.1.2.3	Análise no domínio do tempo - desvio médio absoluto (DMA) .....	97
4.1.2.4	Análises no espaço de fase (Caos).....	99
4.1.2.5	Desenvolvimento Axial na seção <i>downer</i> .....	101
4.1.3	<i>Riser</i> .....	103
4.1.3.1	Medidas Realizadas.....	103
4.1.3.2	Flutuações de sinais, distribuições de frequências e atratores.....	103
4.1.3.3	Análise no domínio do tempo - desvio médio absoluto (DMA) .....	105
4.1.3.4	Análises no espaço de fase (Caos).....	107
4.1.3.5	Desenvolvimento Axial na seção <i>riser</i> .....	111
4.2	SEGUNDA PARTE: FLUIDODINÂMICA NO LEITO FLUIDIZADO CIRCULANTE (LFC).....	112
4.2.1	<i>Medidas Realizadas</i> .....	112
4.2.2	<i>Flutuações de sinais e atratores</i> .....	113
4.2.2.1	Efeito do escoamento radial.....	113
4.2.2.2	Efeito da elevação axial.....	117
4.2.2.3	Efeito do fluxo de sólidos .....	119
4.2.2.4	Efeito da velocidade do gás .....	123
4.2.3	<i>Análise no domínio do tempo - desvio médio absoluto (DMA)</i> .....	125
4.2.3.1	Efeito do escoamento radial.....	125
4.2.3.2	Efeito da elevação axial.....	126
4.2.3.3	Efeito do fluxo de sólidos .....	126
4.2.3.4	Efeito da velocidade do gás .....	127
4.2.4	<i>Análise no espaço de fase (Caos)</i> .....	128
4.2.4.1	Efeito do escoamento radial.....	128
4.2.4.2	Efeito da elevação axial.....	129
4.2.4.3	Efeito do fluxo de sólidos .....	131
4.2.4.4	Efeito da velocidade do gás .....	132
4.2.5	<i>Resumo de todas as análises</i> .....	134
4.2.5.1	Análise de desvio médio absoluto (DMA) .....	134
4.2.5.2	Análise da dimensão de correlação ( <i>D</i> ).....	136
4.2.5.3	Análise da entropia de Kolmogorov (KML) .....	139

4.2.6	<i>Identificação de comportamentos (regimes)</i> .....	140
<b>5.</b>	<b>CONSIDERAÇÕES FINAIS</b> .....	<b>147</b>
5.1	CONCLUSÕES .....	148
5.1.1	<i>Teoria do caos</i> .....	148
5.1.2	<i>A fluidodinâmica no LFC caótico</i> .....	149
5.2	SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....	153
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> .....	<b>154</b>

## LISTA DE FIGURAS

---

<b>Figura 2.1.</b> Definição de sistemas dinâmicos.....	12
<b>Figura 2.2.</b> Conceito convencional (a) versus caos (b) (Lee e Chang, 1996). .....	14
<b>Figura 2.3.</b> Rolagem de um fluido (Gleick, 1991). .....	14
<b>Figura 2.4.</b> A roda d'água Lorenziana (Gleick, 1991). .....	15
<b>Figura 2.5.</b> O atrator de Lorenz. (Gleick, 1991). .....	16
<b>Figura 2.6.</b> Exemplo do pêndulo com atrito – o atrator periódico. ....	18
<b>Figura 2.7.</b> Variação nos atratores segundo a velocidade superficial do gás ( $u_0$ ), Daw et al. (1990). .....	19
<b>Figura 2.8.</b> O conceito de dimensão (Vander Stappen, 1996). .....	20
<b>Figura 2.9.</b> Aplicação da definição de dimensão fractal (eq. 2.2) para: (a) um segmento de reta; e (b) uma superfície (Ferrara e Prado, 1994). .....	21
<b>Figura 2.10.</b> A Curva de Koch. (a) Representação das etapas da construção fractal da Curva de Koch; (b) Um litoral gerado pelo computador: os detalhes são aleatórios, mas a dimensão fractal é constante, de modo que o grau de irregularidade parece o mesmo por mais que a imagem seja ampliada (Gleick, 1991).....	22
<b>Figura 2.11.</b> Representação esquemática de um sinal $f(t)$ no tempo ( $t$ ) e no domínio da frequência ( $f$ ). (Johnsson et al., 2000). .....	28
<b>Figura 2.12.</b> Funções Periódicas e respectivos espectros de potência. (a) Função senoidal; (b) Função periódica que contém harmônicos (Bergé et al., 1988). .....	29
<b>Figura 2.13.</b> (a) Série temporal aperiódica; (b) espectro de potências para o sinal representado em (a). (Bergé et al., 1988). .....	30
<b>Figura 2.14.</b> Reconstrução bidimensional de um atrator de um sistema dinâmico a partir de uma série temporal de uma das variáveis do sistema ( $m = 2, X_j = (x_j, x_j + \tau)T$ ) (van den Bleek e Schouten, 1993).....	41
<b>Figura 2.15.</b> Entropia de Kolmogorov calculada a partir de sinais de pressão e fração de gás em função da velocidade superficial do gás para as pressões do sistema de 0,1, 0,5, 0,7 e 0,9 MPa, medido em uma coluna de bolhas ar-água de 15 cm de diâmetro interno (Letzel et al., 1997). .....	48
<b>Figura 2.16.</b> Relação entre a entropia de Kolmogorov calculada a partir de séries temporais de pressão medidas em quatro leitos fluidizados com diâmetros diferentes (Vander Stappen, 1996). .....	50
<b>Figura 2.17.</b> Tempo de crescimento de bolha, em função da velocidade do gás em uma coluna de bolhas de ar-glicerol; transição de borbulhamento do período-1 para o borbulhamento de período 2, e para o caos (Kaat, 2002). .....	51
<b>Figura 2.18.</b> Comportamento caótico em uma coluna de bolhas de ar-glicerol com velocidade do gás de 500 u.a. e o comportamento de período 4 na mesma velocidade do gás por meio do algoritmo de controle de feedback de Pyragas' (1992) (Kaat, 2002). .....	51
<b>Figura 2.19.</b> Representação esquemática do método de monitoramento (van den Bleek et al., 2002). .....	52
<b>Figura 2.20.</b> Aplicação do método de monitoramento para um experimento de gaseificação de partículas de palha. O valor resultante de $S$ detecta a aglomeração com certa antecedência enquanto a diferença de pressão somente o faz com um atraso, indicando a defluidização (Van Ommen et al., 2001). .....	53

<b>Figura 2.21.</b> Esquema de um reator LFC (Zhu et al, 2005). .....	58
<b>Figura 2.22.</b> Representação do escoamento da fase particulada no riser e downer (Cremasco, 2006). .....	61
<b>Figura 2.23.</b> Esquema do LFC com dois risers (Manyele et al., 2006). .....	64
<b>Figura 2.24.</b> Perfis axiais de (a) dimensão de correlação, $D$ , e (b) entropia de Kolmogorov, $KML$ , para três fluxos de sólidos crescentes à velocidade superficial de gás constante, em três posições radiais (Manyele et al., 2006). .....	65
<b>Figura 2.25.</b> Perfis radiais de (a) dimensão de correlação e (b) entropia de Kolmogorov para fluxos de sólidos crescentes à velocidade superficial de gás constante, na zona de escoamento desenvolvido (Manyele et al., 2006). .....	66
<b>Figura 2.26.</b> Perfis radiais de (a) entropia de Kolmogorov e (b) dimensão de correlação para diferentes velocidades superficiais de gás ( $u_0$ ) com $G_s = 101 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ (Manyele et al., 2003). .....	67
<b>Figura 2.27.</b> Perfis axiais de (a) entropia de Kolmogorov e (b) dimensão de correlação para diferentes velocidades superficiais de gás ( $u_0$ ) com $G_s = 101 \text{ kg}/\text{m}^2/\text{s}$ (Manyele et al., 2003). .....	68
<b>Figura 2.28.</b> Desenvolvimento axial do escoamento no riser e no downer utilizando concentração de sólidos médias, para $G_s = 100 \text{ kg}/\text{m}^2/\text{s}$ e $u_0 \approx 3,6 \text{ m/s}$ (Wu et al., 2007). .....	69
<b>Figura 2.29.</b> Desenvolvimento axial do escoamento no riser e no downer examinados por (a) entropia de Kolmogorov e (b) dimensão de correlação, para $G_s = 100 \text{ kg}/\text{m}^2/\text{s}$ e $u_0 \approx 3,6 \text{ m/s}$ (Wu et al., 2007). ....	70
<b>Figura 2.30.</b> Séries temporais de concentração de sólidos para $G_s = 100 \text{ kg}/\text{m}^2/\text{s}$ e $u_0 = 3,6 \text{ m/s}$ nas regiões de desenvolvimento do downer e do riser (Wu et al., 2007). .....	70
<b>Figura 2.31.</b> Perfis radiais de concentração de sólidos no riser e no downer (Wu et al., 2007). .....	71
<b>Figura 2.32.</b> Perfis radiais de entropia de Kolmogorov, estimadas a partir de sinais de concentração de sólidos medidos no riser e no downer (Wu et al., 2007). .....	72
<b>Figura 2.33.</b> Perfis radiais de dimensão de correlação, estimadas a partir de sinais de concentração de sólidos medidos no riser e no downer (Wu et al., 2007). .....	73
<b>Figura 2.34.</b> Séries temporais de concentração de sólidos na região de parede do riser e do downer (Wu et al., 2007). .....	73
<b>Figura 2.35.</b> Esquema de funcionamento de uma sonda de fibra óptica (Cremasco, 2006). .....	74
<b>Figura 2.36.</b> Sinais oriundos de uma sonda de fibra óptica (Tayebi, 1999). .....	75
<b>Figura 2.37.</b> Dispositivo para experimentos utilizando-se fibra óptica (Cremasco, 2006). .....	76
<b>Figura 3.1.</b> Esquema da Unidade Multipropósito do LPMP/FEQ/UNICAMP. ....	79
<b>Figura 3.2.</b> Seções (a) riser e (d) downer da Unidade Multipropósito do LPMP/FEQ/UNICAMP. ....	80
<b>Figura 3.3.</b> Alimentações de sólidos e de ar no downer (1 – reservatório de sólidos; 2 – alimentador de sólidos; 3 – motor do alimentador de sólidos; alimentação do downer; 4 – alimentador do ar ao downer). .....	81
<b>Figura 3.4.</b> Detalhe do alimentador de ar (dispositivo de 4 bicos). .....	82
<b>Figura 3.5.</b> Curva em “U”, que une o downer e o riser da Unidade Multipropósito. ....	82
<b>Figura 3.6.</b> Saída abrupta da seção riser da Unidade Multipropósito. ....	82

<b>Figura 3.7.</b> <i>Relação entre cor e comprimento de onda.</i> .....	83
<b>Figura 3.8.</b> <i>Diagrama de blocos do sistema de aquisição de dados</i> .....	84
<b>Figura 3.9.</b> <i>Diagrama das fibras ópticas ( baseado em Cremasco, 2006).</i> .....	85
<b>Figura 3.10.</b> <i>Detalhe da construção da sonda (Cremasco, 2006).</i> .....	86
<b>Figura 3.11.</b> <i>Representação esquemática das tomadas de medidas axiais.</i> .....	89
<b>Figura 4.1.</b> <i>(a) Séries temporais, (b) distribuições de (c) frequências e atratores. (Downer, Z = 0,30 m, u0 = 1,05 m/s e Gs = 0,208 kg/(m<sup>2</sup>s))</i> .....	95
<b>Figura 4.2.</b> <i>Perfis radiais de desvios médios absolutos(DMA) para os quatro níveis axiais do downer.</i> .....	98
<b>Figura 4.3.</b> <i>Perfis radiais de dimensão de correlação (D) e entropia de Kolmogorov (KML) para os quatro níveis axiais do downer.</i> .....	100
<b>Figura 4.4.</b> <i>Desenvolvimento axial do escoamento na seção downer.</i> .....	102
<b>Figura 4.5.</b> <i>(a) Séries temporais, (b) distribuições de frequência e (c) atratores. (Riser, Z = 0,79m, u0 = 1,05 m/s e Gs = 0,208 kg/(m<sup>2</sup>s)).</i> .....	104
<b>Figura 4.6.</b> <i>Perfis radiais de desvios médios absolutos (DMA) para os quatro níveis axiais do riser (u0 = 1,05 m/s).</i> .....	106
<b>Figura 4.7.</b> <i>Perfis radiais de dimensão de correlação (D) e entropia de Kolmogorov (KML) para os quatro níveis axiais do riser.</i> .....	108
<b>Figura 4.8.</b> <i>Desenvolvimento axial do escoamento na seção riser.</i> .....	111
<b>Figura 4.9.</b> <i>Séries Temporais obtidas nas entradas das seções (a) downer (Z = 0,05 m) e (b) riser (Z = 0,25 m). Condição de operação: Gs= 0,296 kg/(m<sup>2</sup>.s), u0 = 5,26 m/s.</i> .....	114
<b>Figura 4.10.</b> <i>Atratores obtidos nas entradas das seções (a) downer (Z = 0,05 m) e (b) riser (Z = 0,25m). Condição de operação: Gs= 0,296 kg/(m<sup>2</sup>.s), u0 = 5,26 m/s.</i> .....	115
<b>Figura 4.11.</b> <i>Efeito da elevação axial. Séries temporais obtidas no (a) downer e (b) no riser. Condição de operação: Gs= 0,296 kg/(m<sup>2</sup>.s), u0 = 5,26 m/s, r/R = 0.</i> .....	117
<b>Figura 4.12.</b> <i>Efeito da elevação axial. Atratores obtidos no (a) downer e (b) no riser. Condição de operação: Gs= 0,296 kg/(m<sup>2</sup>.s), u0 = 5,26 m/s, r/R = 0.</i> .....	118
<b>Figura 4.13.</b> <i>Efeito do fluxo de sólidos. Séries temporais obtidas nas seções (a) downer (Z = 0,05 m, r/R = 0) e (b) riser (Z = 0,25 m, r/R = 0).</i> .....	120
<b>Figura 4.14.</b> <i>Efeito do fluxo de sólidos. Atratores obtidos nas seções downer (Z = 0,05 m, r/R = 0) e (b) riser (Z = 0,25 m, r/R = 0).</i> .....	121
<b>Figura 4.15.</b> <i>Efeito da velocidade do gás. Séries temporais obtidas no (a) downer e (b) no riser. Condição de operação: Gs= 0,164 kg/(m<sup>2</sup>.s), r/R = 0.</i> .....	123
<b>Figura 4.16.</b> <i>Efeito da velocidade do gás. Atratores obtidos no (a) downer e (b) no riser. Condição de operação: Gs= 0,164 kg/(m<sup>2</sup>.s), r/R = 0.</i> .....	124
<b>Figura 4.17.</b> <i>Efeito do escoamento radial. Perfis radiais de desvio médio absoluto nas entradas das seções (a) downer (Z = 0,05 m) e (b) riser (Z = 0,25 m). Condição de operação: Gs= 0,296 kg/(m<sup>2</sup>.s), u0 = 5,26 m/s.</i> .....	125

<b>Figura 4.18.</b> Efeito da elevação axial. Perfis radiais de desvio médio absoluto nas seções (a) downer e (b) riser. Condição de operação: $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ e $u_0 = 5,26 \text{ m/s}$ .	126
<b>Figura 4.19.</b> Efeito do fluxo de sólidos. Perfis radiais de desvio médio absoluto nas entradas das seções (a) downer ( $Z = 0,05 \text{ m}$ ) e (b) riser ( $Z = 0,25 \text{ m}$ ).	127
<b>Figura 4.20.</b> Efeito da velocidade do gás. Perfis radiais de desvio médio absoluto nas entradas das seções (a) downer ( $Z = 0,05 \text{ m}$ ) e (b) riser ( $Z = 0,25 \text{ m}$ ). Condição de operação: $G_s = 0,164 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ .	128
<b>Figura 4.21.</b> Efeito do escoamento radial. Perfis radiais de dimensão de correlação e entropia de Kolmogorov nas entradas das seções (a) downer ( $Z = 0,05 \text{ m}$ ) e (b) riser ( $Z = 0,25 \text{ m}$ ). Condição de operação: $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ , $u_0 = 5,26 \text{ m/s}$ .	129
<b>Figura 4.22.</b> Efeito da elevação axial. Perfis radiais de dimensão de correlação e entropia de Kolmogorov nas seções (a) downer e (b) riser. Condição de operação: $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ e $u_0 = 5,26 \text{ m/s}$ .	130
<b>Figura 4.23.</b> Efeito do fluxo de sólidos. Perfis radiais de dimensão de correlação e entropia de Kolmogorov nas entradas das seções (a) downer ( $Z = 0,05 \text{ m}$ ) e (b) riser ( $Z = 0,25 \text{ m}$ ).	132
<b>Figura 4.24.</b> Efeito da velocidade do gás. Perfis radiais de desvio médio absoluto, dimensão de correlação e entropia de Kolmogorov. Condição de operação: $G_s = 0,164 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ , $r/R = 0$ .	133
<b>Figura 4.25.</b> Perfis radiais de desvios médios absolutos(DMA) nas zonas de entrada e saída do (a) downer e (b) riser.	135
<b>Figura 4.26.</b> Perfis radiais de dimensão de correlação (D) nas zonas de entrada e saída do (a) downer e (b) riser.	137
<b>Figura 4.27.</b> Perfis radiais de entropia de Kolmogorov (KML) nas zonas de entrada e saída do (a) downer e (b) riser.	139
<b>Figura 4.28.</b> Identificação de regimes na seção riser	142
<b>Figura 4.29.</b> Identificação de regimes na seção downer	142
<b>Figura 4.30.</b> (a) Séries temporais e (b) atratores obtidos na seção downer ( $Z = 0,05 \text{ m}$ , $r/R = 0$ ) na ausência da alimentação de gás.	143
<b>Figura 4.31.</b> Perfis radiais de dimensão de desvio médio absoluto, dimensão de correlação e entropia de Kolmogorov na seção downer ( $Z = 0,05 \text{ m}$ ).	145
<b>Figura 4.32.</b> Efeito do fluxo de sólidos na ausência da alimentação de gás na seção downer	145

## LISTA DE TABELAS

---

<b>Tabela 2.1.</b> <i>Aplicação da análise de caos na engenharia de processos.....</i>	54
<b>Tabela 2.2.</b> <i>Exemplos de estudos realizados em LFCs utilizando análise de caos .....</i>	63
<b>Tabela 3.1.</b> <i>Resultados de análises de propriedades físicas do catalisador de FCC (Betioli, 2007).....</i>	78
<b>Tabela 3.2.</b> <i>Exemplos de configurações utilizadas no estudo da fluidodinâmica de LFCs.....</i>	81
<b>Tabela 3.3.</b> <i>Condições de operação –Primeira Parte.....</i>	87
<b>Tabela 3.4.</b> <i>Disposição axial das tomadas de medidas de concentração de sólidos – Primeira Parte .....</i>	90
<b>Tabela 3.5.</b> <i>Disposição axial das tomadas de medidas de concentração de sólidos – Segunda Parte.....</i>	90
<b>Tabela 3.6.</b> <i>Condições de operação utilizadas no LFC.....</i>	91

## NOMENCLATURA

---

### Abreviação

DMA	Desvio médio absoluto	[un.]
DTF	Departamento de Termofluidodinâmica	
FCC	Craqueamento Catalítico em Meio Fluido	
FEQ	Faculdade de Engenharia Química	
LFC	Leito Fluidizado Circulante	
LPMP	Laboratório de Processos em Meios Porosos	
UNICAMP	Universidade Estadual de Campinas	
UV	Ultravioleta	

### Letras gregas

$\varepsilon$	Tamanho da caixa	[-]
$\varepsilon_s$	Fração volumétrica de sólidos	[-]
$\rho_p$	Massa específica das partículas	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\tau$	Tempo de atraso ( <i>time delay</i> )	[-]
$\tau_s$	Passo de tempo, $1/f_s$	[s]
$\omega$	Frequência	[Hz]
$\Delta t_p$	Comprimento médio do período	[s]
$\theta(x)$	Função Heaviside	[s]
$\sigma^2$	Variância ou momento estatístico	[un.] <sup>2</sup>

### Letras maiúsculas

$C(\varepsilon)$	Correlação integral (Eq. 2.23)	[-]
$C_v$	Concentração volumétrica de sólidos	[-]
$D$	Dimensão de correlação	[-]
$D_0$	Dimensão fractal (Eq. 2.20)	[-]
$D_1$	Dimensão de informação (Eq. 2.21)	[-]
$D_2$	Dimensão de correlação (Eq. 2.22)	[-]
$D_p$	Diâmetro médio de partícula	[m]

$G_s$	Fluxo mássico de sólidos	[kg/(m <sup>2</sup> .s)]
$I$	Informação	bit
$K$	Entropia de Kolmogorov	bit/s
$K_{ML}$	Entropia determinada pelo método <i>Máximo Likelihood</i>	bit/s
$N$	Número total de pontos	[-]
$P(\omega)$	Espectro de potências	[un. <sup>2</sup> /Hz]
$P_{xx}(\omega)$	Estimativa do espectro de potências (Eq. 2.8)	[un. <sup>2</sup> /Hz]
$Q_a$	Vazão volumétrica de ar	m <sup>3</sup> /s
$Q_s$	Vazão volumétrica de sólidos	m <sup>3</sup> /s
$R$	Raio da seção	[m]
$T$	Período	[s]
$T_c$	Comprimento médio de ciclo	[s]
$V$	Sinal elétrico	[V]
$X$	Vetor reconstruído no espaço de fase	[-]
$Z$	Distância axial a partir da entrada da seção	[m]

### Letras minúsculas

$b$	Número de passos usados na função de distribuição (Eq.2.33)	[-]
$f_c$	Frequência média de ciclo	[Hz]
$f_s$	Frequência de amostragem	[Hz]
$l$	Distância entre dois pontos no atrator	[-]
$l_0$	Distância de corte (Eq. 2.34)	[-]
$m$	Dimensão de imersão	[-]
$p_i$	Distribuição de probabilidade (Eq. 2.17)	[-]
$r$	Posição radial de medida	[m]
$s$	Desvio padrão	[un.]
$t$	Tempo	[s]
$u_0$	Velocidade superficial do gás	[m/s]
$w(n)$	Função de janela de Hann (Eq. 2.6)	[-]
$x(t)$	Série temporal	[-]

---

# CAPÍTULO 1

---

## CONSIDERAÇÕES INICIAIS

---

---

*Este capítulo apresenta uma introdução onde se expõe principalmente a motivação pela escolha do tema desta Tese de Doutorado. Em seguida, são expostos os objetivos gerais e específicos que se deseja alcançar. Por fim, discute-se a maneira como a Tese está organizada e será apresentada.*

## 1.1 INTRODUÇÃO

---

Leitos fluidizados gás-sólido são amplamente utilizados na indústria em processos que envolva mistura, secagem, reações catalíticas e não-catalíticas, entre outras aplicações. Devido à larga aplicação, suas propriedades são objeto de intensa investigação. Estes reatores podem oferecer altas taxas de transferência de calor e massa entre as fases. Dentre as vantagens tecnológicas e econômicas encontradas em leitos fluidizados, destacam-se o aumento da superfície ativa dos sólidos, a alta agitação das partículas sólidas nas zonas de contato, a utilização em processos contínuos e a possibilidade de automação.

Para velocidades de gás elevadas, o leito não pode ser operado continuamente sem a reciclagem de sólidos e, então, o leito é operado no regime de leito fluidizado rápido ou leito fluidizado circulante. O leito fluidizado circulante (LFC) é formado por duas partes principais: o *riser*, que se refere ao transporte ascendente de partículas, e o *downer*, onde as partículas são transportadas no sentido da aceleração gravitacional. Dentre as principais aplicações de LFCs, pode-se encontrar sua utilização na indústria petroquímica (unidades de craqueamento catalítico em leito fluido, FCC), na indústria metalúrgica (calcinadores) e no setor de energia (câmaras de combustão de carvão). As vantagens do LFC incluem alta eficiência de contato entre as fases, flexibilidade na regeneração de catalisador e controle da alimentação (Manyele et al., 2006).

Ao longo do tempo, um grande esforço de pesquisa tem sido direcionado para o desenvolvimento de técnicas de medição destinadas à obtenção do conhecimento sobre os fenômenos dinâmicos que ocorrem no interior de um leito fluidizado (Werther 1999, Yates e Simons, 1994); alguns exemplos são as medidas de capacitância e indutância (Brereton e Grace, 1993, Lougie e Oppie, 1990), técnicas baseadas em sondas de fibra óptica (Amos et al., 1996, Zhang et al., 1998), medições com laser (Briongos e Guardiola, 2003, Solimene et al., 2007), radiografia tridimensional (Mudde et al., 2005) e medidas eletrostáticas (Chen e Grace, 2007, Demirbas et al., 2008). No entanto, entre essas técnicas, medidas de flutuações de pressão permanecem como a mais utilizada (Johnsson et al., 2000, Sasic et al., 2007), devido à qualidade e à quantidade das informações de baixa frequência contidas no sinal de pressão (De Martín, 2010).

Dentre os métodos de análises utilizados para a interpretação de sinais em leitos fluidizados, o mais utilizado é a análise espectral (ou análise de Fourier). Também é comum o uso de ferramentas estatísticas, tais como o desvio-padrão das flutuações de sinais.

Entretanto, não há muitas correlações ou dados para estas variáveis características como função de parâmetros de fluidização (Vander Stappen, 1996). Análises espectrais e estatísticas assumem que o comportamento irregular no tempo é devido ao somatório (linear) das oscilações periódicas ou aleatórias. Porém, como resultado da complexa interação gás-sólido, a dinâmica do leito fluidizado exibe comportamento não-linear e diferentes escalas temporais que indicam que o sistema não é estacionário (Briongos et al., 2006.a).

Stringer (1989) foi o primeiro a sugerir que um leito fluidizado gás-sólido pode ser um sistema caótico no qual seu comportamento irregular, entretanto determinístico, é causado por suas propriedades não-lineares. Esses sistemas são imprevisíveis ao longo do tempo embora as equações diferenciais que os representam são completamente determinísticas. Desde então, surgiu outra forma de avaliar flutuações de sinais em sistemas fluidodinâmicos: a análise não linear de séries temporais, comumente referida como análise de caos e também conhecida como análise de caos determinístico ou no espaço de fase. Tal método baseia-se na reconstrução de atratores imersos em um espaço de fase e no estudo das propriedades deste atrator. Entre as propriedades que podem ser estimadas, também conhecidas como invariantes características do caos, destacam-se: (i) dimensão de correlação (fractal), que é uma medida para a complexidade global ou o número de graus de liberdade do sistema, e (ii): a entropia de Kolmogorov, que é uma medida da informação perdida ou o grau de imprevisibilidade do sistema.

Desde a década de 90, uma série de métodos de monitoramento baseados nesta técnica têm sido proposta, além de outras aplicações como identificação de regimes e transição de regimes de fluidização, *scale-up* e controle (van den Bleek et al., 2002). Dentre os grupos de pesquisa que trabalham com a análise de caos em sistemas fluidizados, destaca-se o grupo da Universidade Tecnológica de Delft – Holanda, o qual apresentou os primeiros trabalhos nesta área (p. ex., van den Bleek e Schouten, 1993, Schouten et al., 1994.a e 1994.b, Vander Stappen, 1996, van den Bleek et al., 2002 etc.). Outras referências encontram-se no Canadá, como o grupo de pesquisa da Universidade de Western Ontario (p. ex., Manyele et al., 2002, Wu et al., 2007) assim como o da Universidade de British Columbia (p. ex. Xu et al., 2009). No Brasil, a análise de caos é muito pouco explorada no que se diz respeito à aplicação em sistemas multifásicos, sendo o grupo da Faculdade de Ciências Farmacêuticas de Ribeirão Preto, Universidade de São Paulo, um exemplo encontrado (Oliveira et al., 2008).

Em vista da grande utilização da análise de caos em trabalhos recentes nos grupos de pesquisa que são referências no assunto, assim como a eficiência dos resultados nas diversas aplicações encontradas, sente-se uma necessidade de divulgação para maior exploração deste tipo de análise em nível nacional. Em sendo assim, esta Tese de Doutorado tem como objetivo principal a caracterização da fluidodinâmica de um sistema de leito fluidizado circulante (LFC) utilizando a análise de caos.

Dentre os resultados encontrados, podem-se citar:

- No reator LFC analisado, encontraram-se valores mais elevados de dimensão de correlação (D) e entropia (K<sub>ML</sub>) no riser, demonstrando que o escoamento é mais complexo e menos previsível nesta seção.
- Foi verificado que há uma grande dependência dos parâmetros caóticos com as condições de operação utilizadas. Foi verificado que o LFC analisado exibe três comportamentos (regimes) distintos: regime diluído, regido por ambas as fases sólida e gasosa, o qual o aumento do fluxo de sólidos acarreta na diminuição de entropia, devido à presença de clusters; regime denso, predominado pela fase particulada, alcançado somente na seção downer quando se opera na ausência de alimentação de ar, representado pelo aumento de entropia de acordo com o aumento do fluxo de sólidos; e regime extremamente diluído, sendo identificado pela primeira vez nesta Tese pelo motivo de se ter trabalhado sob condições muito diluídas. Este regime é regido pela fase gasosa e, diferentemente da condição diluída, é caracterizado pelo aumento de entropia conforme o aumento do fluxo de sólidos.
- Além de uma boa concordância com os resultados das diferentes técnicas de análise de sinais, a análise de caos se mostrou eficaz no estabelecimento da descrição quantitativa da estrutura heterogênea do escoamento no reator LFC. Tais Tal técnica pode ser utilizada na análise de sinais de outros reatores multifásicos.

## 1.2 OBJETIVOS DA TESE

---

O objetivo central desta Tese de Doutorado é a caracterização da fluidodinâmica de um sistema de leito fluidizado circulante (LFC) utilizando a análise de caos. Para isso, utilizou-se uma sonda de fibras ópticas para gerar sinais elétricos que representam concentração de sólidos no escoamento multifásico (gás-sólido). Além da análise de caos, que inclui a reconstrução de atratores, determinação da dimensão de correlação e da entropia de

Kolmogorov, as séries temporais de sinais obtidas também são analisadas no domínio do tempo. Nesta Tese, análises no domínio do tempo são apresentadas em termos de média, desvio padrão e distribuição de frequência dos sinais obtidos.

Sinais elétricos que representam concentração de sólidos oriundos de fibras ópticas não são tão explorados como as flutuações de pressão. Aplicando esta técnica de medida podem-se realizar medidas locais ao longo do raio do reator em diferentes posições axiais, podendo desta forma descrever a fluidodinâmica local do escoamento. O sistema experimental é um leito diferenciado daqueles encontrados na literatura, por ser relativamente menor e também por possuir uma configuração não-usual.

Utilizando diversas condições de operação, pretende-se encontrar resultados que forneçam uma interpretação detalhada do movimento das partículas nas seções *riser* e *downer* do LFC, que é altamente desejável para desenvolver modelos fundamentais para o dimensionamento e *scale-up* destas unidades. Uma vez que os modelos existentes visam descrever a dinâmica complexa das partículas, os resultados obtidos são importantes para validação e melhoria dos mesmos.

Pela utilização da técnica de medida de sonda de fibras ópticas e da análise de caos, pode-se avaliar a complexidade do sistema em termos dos parâmetros de caos obtidos (dimensão de correlação e entropia de Kolmogorov). Pela interpretação destes resultados, pretende-se relacioná-los à identificação de fenômenos físicos como formação e repartição de *clusters*, turbulência do gás, interações partícula-partícula e partícula-parede (Ohara et al., 1999), má distribuição de alimentação e identificação de regimes de escoamento.

---

### 1.2.1 OBJETIVOS ESPECÍFICOS

---

Com os resultados provenientes de tais análises, pretende-s avaliar a fluidodinâmica “*oculta*” neste tipo de reator pelo estudo da influência dos diversos parâmetros com as diferentes condições de operação utilizadas, tendo como objetivos específicos :

1. Identificação das distintas zonas de escoamento (entrada, aceleração e saída), principalmente por meio dos perfis axiais dos parâmetros analisados;
2. Identificação das regiões de maior ou menor flutuação de concentração de sólidos ao longo do raio do reator pelos perfis radiais de desvio médio absoluto;

3. Verificação da homogeneidade dos sinais locais através das análises de distribuição de frequência dos sinais e de desvio padrão;
4. Avaliação da complexidade local por métodos qualitativos como a reconstrução de atratores no espaço de fase;
5. Determinação de parâmetros quantitativos que avaliem a complexidade local do sistema (dimensão de correlação);
6. Determinação de parâmetros quantitativos que avaliem a previsibilidade, ou a sensibilidade do sistema a pequenas perturbações (entropia de Kolmogorov);
7. Comparação entre os comportamentos distintos nas duas principais seções do reator: *riser* e *downer*.

Para alcançar os objetivos, o seguinte plano de trabalho foi elaborado:

- Realização de medidas com sonda de fibras ópticas para diversas condições de operação, variando a velocidade superficial de gás e vazão mássica de sólidos, em quatro posições axiais do *downer* e quatro do *riser*. Para cada posição axial, foram medidas as concentrações em quatro pontos radiais.
- Utilização do software MATLAB para análises das séries temporais de flutuações de pressão obtidas para a determinação de:
  - representação das séries temporais; cálculo da média, desvio dos sinais e distribuição de frequência;
- Utilização do Software RRChaos para análises no espaço de fase, o qual permite a obtenção de:
  - reconstrução dos atratores;
  - dimensão de correlação;
  - entropia de Kolmogorov.
- Elaboração dos gráficos de perfis axiais e radiais dos parâmetros avaliados nas duas seções (*riser* e *downer*) do reator para a avaliação da fluidodinâmica do escoamento.

### 1.3 ORGANIZAÇÃO DA TESE

---

Esta Tese de Doutorado foi dividida em quatro capítulos. Uma breve descrição de cada um está apresentada abaixo:

- O **Capítulo 1 – Considerações Iniciais** refere-se à introdução ao tema a ser apresentado, assim como também apresenta a motivação e os objetivos desta Tese de Doutorado.

- No **Capítulo 2 – Revisão Bibliográfica**, inicialmente é feita uma **Introdução à Teoria do Caos**, onde se apresenta alguns conceitos fundamentais como sistemas dinâmicos, atrator estranho e fractais. Em seguida, a **fundamentação matemática** das técnicas de análises utilizadas na Tese é exposta. Quanto à análise de caos, trata-se da reconstrução de atratores, entropia de Kolmogorov e dimensão de correlação. Outras análises, como no domínio do tempo (média e desvio padrão) e no domínio da frequência (espectros de Fourier) também são apresentadas neste capítulo. Na sequência, é realizada uma revisão bibliográfica a qual apresenta **aplicações da análise de caos** em sistemas particulados, principalmente em se tratando de leitos fluidizados. Também são expostos alguns resultados de trabalhos que realizaram estudo semelhante ao desta Tese. Por fim, uma breve revisão bibliográfica sobre a utilização de sonda de fibras ópticas é apresentada.

- No **Capítulo 3 – Materiais e Métodos** inicia-se o **estudo da fluidodinâmica caótica em leito fluidizado circulante**. Neste capítulo serão abordadas as descrições dos materiais e do equipamento experimental utilizado assim como da metodologia para a condução de experimentos.

- No **Capítulo 4 – Resultados**, avaliou-se a fluidodinâmica do escoamento gás-sólido nas duas seções principais do LFC, *riser* e *downer*, utilizando-se sinais locais que representam concentração de sólidos oriundos de sonda de fibras ópticas. Os sinais foram processados e interpretados principalmente pela análise de caos. Neste capítulo, apresentam-se as análises e discussões dos resultados obtidos.

- O **Capítulo 5 – Considerações Finais** apresenta as **conclusões** da Tese, expondo as **sugestões para trabalhos futuros** relacionados a essa linha de pesquisa.



---

## CAPÍTULO 2

---

### REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

---

---

*O objetivo central desta Tese de Doutorado é o de estudar a dinâmica de um leito fluidizado circulante por meio de séries temporais de sinais experimentais utilizando-se a análise de caos. Este capítulo apresenta uma revisão Bibliográfica para contextualizar o tema. Primeiramente apresenta-se a fundamentação teórica sobre a Teoria do Caos. A intenção é de situar o leitor a este assunto complexo, literalmente. Propõe-se, então, introduzir conceitos fundamentais, como sistemas dinâmicos, atrator estranho e fractais.*

*Na segunda parte da revisão será apresentada a fundamentação matemática das análises que serão utilizadas para nesta Tese. Serão descritos os conceitos matemáticos assim como os algoritmos para o cálculo dos parâmetros caóticos a serem analisados. Trata-se da reconstrução de atratores, entropia de Kolmogorov e dimensão de correlação. Além da análise de caos, os dados (sinais) obtidos serão analisados também no domínio do tempo (média, desvio padrão e distribuição de frequência). Outra análise importante a se discutir, a qual é bastante utilizada no processamento de sinais para o estudo fluidodinâmico em leitos fluidizados, refere-se a análise espectral (espectros de Fourier). Desta forma, uma breve descrição destes conceitos também será exposta.*

*A terceira parte da revisão bibliográfica dedica-se à apresentação das principais aplicações da análise de caos, principalmente em se tratando de sistemas fluidizados. Diversos trabalhos correlatos ao tema proposto serão expostos, os quais serviram de referência para esta Tese.*

*Outra seção da revisão está reservada ao estudo da fluidodinâmica em reatores de leito fluidizado circulante (LFC). Nesta parte serão introduzidos os conceitos básicos envolvidos e as aplicações deste tipo de reator. Também serão apresentados alguns estudos já realizados utilizando as mesmas ferramentas de análise de sinais propostas nesta Tese.*

*Por último, este capítulo apresenta uma breve discussão sobre a técnica de medida baseada em fibras ópticas.*

## 2.1 A TEORIA DO CAOS – CONCEITOS IMPORTANTES

---

Nas últimas décadas tem-se verificado um grande desenvolvimento no estudo dos fenômenos não-lineares com a introdução de novas abordagens e conceitos no tratamento de sistemas dinâmicos conservativos (sistemas restritos à conservação de energia cinética e potencial, como, por exemplo, o pêndulo ideal sem fricção) (MacKay e Meiss, 1987) e dissipativos (onde parte da energia pode se dissipar e se transformar em, por exemplo, calor e perdas por atrito) (Devaney, 1989). Este último tipo de sistema é aquele com o qual o engenheiro químico é particularmente familiar.

Com a introdução do conceito de *atrator caótico* ou *atrator estranho* (Ruelle e Takens, 1971) e a noção subjacente de dependência sensitiva às condições iniciais estabeleceram-se bases seguras para uma teoria matemática dos processos caóticos. O estudo de propriedades topológicas de atratores caóticos reconstruídos a partir de séries temporais experimentais tem permitido, se não conclusões definitivas, uma interpretação alternativa dos processos turbulentos.

Embora a tradição dos estudos em sistemas dinâmicos remonte a Henri-Poincaré (1854-1912), que, inspirado por problemas em Mecânica Celeste (Poincaré, 1899), percebeu a utilidade do estudo de estruturas topológicas no espaço de fase de trajetórias dinâmicas, foi a partir da década de 1960 que a “*Ciência do Não-Linear*” se estabeleceu como tal, enriquecendo a visão que se tinha da Física Clássica. Para esta transformação contribuíram, entre outras, disciplinas tão diversas quanto a Teoria dos Fenômenos Críticos, a Ótica Quântica e a Dinâmica dos Fluidos.

A constatação pioneira de que movimentos intrinsecamente caóticos podem ocorrer em sistemas determinísticos dissipativos é devida a Lorenz (Lorenz, 1963), que, com a finalidade de estudar o problema da previsão meteorológica para tempos longos, analisou as equações associadas a processos físicos envolvendo convecção térmica bidimensional, concluindo pela impraticabilidade de tal previsão devido às imprecisões na determinação das condições iniciais.

A caracterização do caos determinístico observado em experimentos é um dos problemas centrais da teoria do caos. O nível de complexidade de um sistema pode ser classificado analisando-se a estrutura geométrica do atrator associado. Sistemas dissipativos com dinâmica caótica, salvo raras exceções, apresentam um atrator estranho (ou caótico, i.e.,

que apresenta dependência sensitiva às condições iniciais) com *dimensão fracionária* ou *fractal* (Mandelbrot, 1983).

A teoria de sistemas dinâmicos tem fornecido novas ferramentas para se analisar séries temporais caóticas obtidas em experimentos. Em geral, dispõe-se da medida de um único observável  $x(t)$ . Um teorema devido a Takens (Takens, 1981) permite reconstruir a dinâmica num pseudo-espaco de fase. O atrator reconstruído é em geral topologicamente equivalente à trajetória correspondente no espaco de fase real. Na caracterização da dinâmica obtêm-se informações a respeito da taxa de produção de informação no sistema (*entropia de Kolmogorov-Sinai* (Ruelle, 1989)). Esta entropia é uma medida global do grau de caos no sistema. Na caracterização estático-estatística obtêm-se informações sobre a estrutura local dos atratores, que se caóticos, serão, salvo raras exceções, caracterizados por uma *medida fractal*, que pode ser analisada através das *dimensões generalizadas* (McCauley, 1990).

Existe à disposição uma grande variedade de algoritmos para a análise de sinais experimentais. Esses algoritmos incluem procedimentos para a obtenção, por exemplo, da entropia de Kolmogorov-Sinai e da dimensão de correlação (Grassberger e Procaccia, 1983). Ligada à caracterização do caos está a questão da redução de ruído e da reconstrução da dinâmica, problemas ainda não completamente resolvidos em se tratando de sinais experimentais.

---

### 2.1.1 SISTEMAS DINÂMICOS

---

Os sistemas geralmente encontrados pertencem ou à classe de sistemas determinísticos e ordenados ou sistemas estocásticos e não-ordenados. Para tal sistema determinístico ordenado é possível prever seu estado durante qualquer intervalo de tempo até ao infinito, com base em seu estado inicial. A segunda classe de sistemas refere-se aos processos estocásticos. Um sistema estocástico é completamente imprevisível no intervalo de tempo  $[t_1, t_2]$ . Dado o estado do sistema no  $t_1$ , é impossível prever sua evolução no tempo até mesmo no próximo segundo. Só se pode calcular um valor esperado, que é um valor médio de todos os estados possíveis ponderados por sua função de probabilidade.

Na matemática, sistemas são divididos em lineares e não-lineares. A Figura 2.1 representa esquematicamente a definição deste conceito.



**Figura 2.1.** Definição de sistemas dinâmicos

Os sistemas dinâmicos lineares são sistemas determinísticos. Eles podem ser previstos a curto e em longo prazo de tempo. Em sistemas fluidodinâmicos multifásicos, por exemplo, a pressão dentro do leito fixo é determinística. Ela aumenta com a velocidade do gás segundo uma dinâmica linear de segunda ordem aproximadamente. Relações lineares podem ser estabelecidas com uma linha reta no gráfico. São de compreensão fácil: quanto mais, melhor. Os sistemas lineares têm uma importante virtude modular: podem ser desmontados e novamente montados – as peças se encaixam. (Gleick, 1991)

Os sistemas não-lineares não podem, em geral, ser solucionados e nem ser somados uns aos outros. São definidos pela negação de linearidade. Em especial, o comportamento de sistemas não-lineares não está sujeito ao princípio da superposição. Um sistema físico, matemático ou de outro tipo é não linear quando as equações de movimento, evolução ou comportamento que governam o seu comportamento é não-linear. Leitos fluidizados são não-lineares, pois, por exemplo, dois leitos de 50 cm não tem o mesmo comportamento que um leito de 100 cm. Já o leito fixo é linear com relação à pressão, pois, por exemplo, dois leitos fixos de 50 cm têm o mesmo comportamento de um de 100 cm.

Em fluidos e sistemas mecânicos, os termos lineares tendem a ser os aspectos que as pessoas querem deixar de fora quando tentam compreendê-los bem, de uma maneira simples. O atrito, por exemplo. Na dinâmica dos fluidos, tudo se resume a uma equação canônica, a equação de Navier-Stokes. É um milagre de brevidade, relacionando velocidade, pressão, densidade e viscosidade do fluido, mas é não-linear. Assim, a natureza dessas relações é, com frequência, difícil de ser precisada. O mundo seria diferente – e a ciência não precisaria de caos – se a equação de Navier-Stokes não contivesse o demônio da não-linearidade (Gleick, 1991).

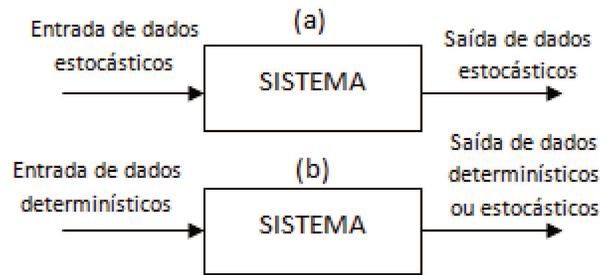
Os sistemas não-lineares evoluem no domínio do tempo com um comportamento desequilibrado e aperiódico. Estes sistemas podem exibir comportamento caótico ou aleatório (estocástico).

Para sistemas estocásticos, o comportamento futuro é completamente independente do passado. O estado conseqüente só pode ser previsto mediante ferramentas estatísticas. Por exemplo, a posição de uma única partícula dentro de um leito fluidizado, onde há uma mistura quase perfeita de sólidos, é praticamente uma variável estocástica.

Os sistemas caóticos estão compreendidos entre os sistemas periódicos (determinísticos) e sistemas aleatórios (estocásticos). Podem ser considerados sistemas determinísticos altamente sensíveis a condições iniciais ou a pequenas perturbações. São imprevisíveis a longo prazo, porém previsíveis em curto prazo. Por exemplo, dois leitos fluidizados “quase” idênticos podem exibir comportamentos imprevisíveis, quase iguais ou muito diferentes. As flutuações de pressão de um leito fluidizado têm estrutura caótica.

As características típicas do comportamento caótico são a não-linearidade, aperiodicidade, oscilações e sensibilidade a pequenas perturbações nas condições iniciais. É impossível prever o comportamento em longo prazo embora as equações que regem o sistema determinístico sejam conhecidas. Esta imprevisibilidade não é devido ao ruído, nem a um número infinito de graus de liberdade, mas sim à inerente sensibilidade a condições iniciais do sistema, causadas pela não-linearidade. Entretanto, a não-linearidade é necessária, mas não suficiente para que ocorra o caos (Vander Stappen, 1996).

Antes, acreditava-se que apenas uma entrada de dados estocásticos ou com ruídos gerava um resultado com comportamento estocástico e que somente uma entrada de dados determinísticos num sistema determinístico gerava resultado com comportamento controlado determinístico. Além disso, acreditava-se que uma pequena mudança nas condições iniciais da equação dinâmica criava apenas uma pequena alteração no resultado em qualquer tempo futuro. Tornou-se de conhecimento que a entrada determinística para um sistema determinístico pode também criar uma dinâmica estocástica ou irregular caótica com ruído (ver Figura 2.2), e uma pequena mudança nas condições iniciais podem levar a uma saída completamente diferente depois de algum lapso de tempo. Essa é a essência do caos. Na natureza, o caos parece ser a regra e não a exceção. (Lee e Chang, 1996).



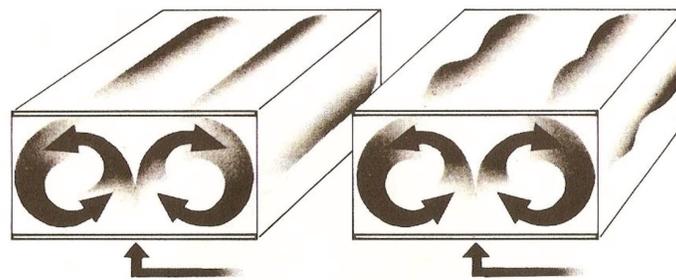
**Figura 2.2.** Conceito convencional (a) versus caos (b) (Lee e Chang, 1996).

### 2.1.2 O EFEITO BORBOLETA

Edward Norton Lorenz foi um meteorologista, matemático e filósofo cujos trabalhos com os fundamentos matemáticos do sistema de equações da meteorologia na década de 1960 foram os primeiros estudos do que na teoria do caos se denominou depois de atrator estranho. Lorenz construiu um modelo matemático do modo como o ar se move na atmosfera, chegando à conclusão que pequenas variações nos valores iniciais das variáveis do seu modelo levavam a resultados muito divergentes (Gleick, 1991).

Um tipo específico de movimento dos fluidos inspirou o modelo de Lorenz: a ascensão do gás ou líquido quente, conhecida como convecção. Tomou uma série de equações para a convecção e reduziu-a ao essencial, eliminando o que pudesse ser irrelevante, mas ele deixou a não-linearidade.

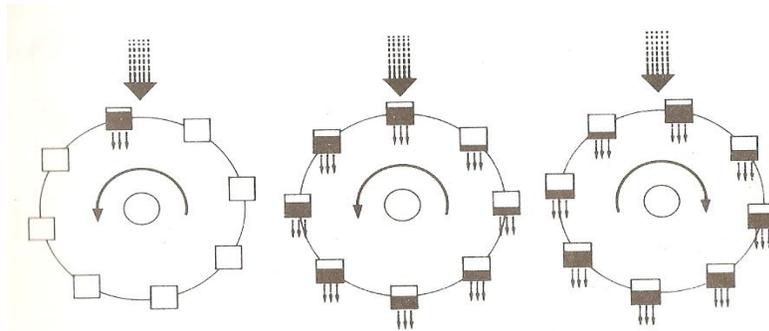
Este sistema dinâmico criado por Lorenz dá uma descrição aproximada de uma camada horizontal fluida aquecida por baixo. A Figura 2.3 representa esquematicamente este fenômeno.



**Figura 2.3.** Rolagem de um fluido (Gleick, 1991).

Uma caixa com um fundo liso que pode ser aquecido e uma tampa lisa que pode ser resfriada. A diferença de temperatura entre o fundo quente e a tampa fria controla o fluxo. Quando um líquido ou gás é aquecido por baixo, o fluido tende a organizar-se em rolos cilíndricos. O fluido quente sobe de um lado, perde calor e desce do outro lado - o processo de convecção. Quando o calor aumenta, ocorre uma instabilidade, e os rolos apresentam uma ondulação que vai e vem ao longo dos cilindros. Em temperaturas ainda mais elevadas, o fluxo se torna descontrolado e turbulento (Gleick, 1991).

Embora o sistema de Lorenz não reproduzisse totalmente a convecção, tinha análogos exatos em sistemas reais. Um sistema descrito com precisão pelas equações de Lorenz é um certo tipo de roda d'água, engenho mecânico análogo ao círculo rotativo da convecção (Figura 2.4). No alto, a água cai constantemente em recipientes pendurados na estrutura da roda. Cada recipiente vaza constantemente por um pequeno buraco. Se a corrente d'água for lenta, o recipiente do alto nunca se enche com rapidez bastante para superar o atrito, mas se for mais rápida, o peso começa a girar a roda. A rotação pode tornar-se contínua. Ou, se a correnteza for tão rápida que os recipientes pesados oscilem durante todo o percurso para baixo e comecem a subir do outro lado, a roda pode diminuir sua velocidade, parar e inverter sua rotação, girando primeiro num sentido, depois no outro.



**Figura 2.4.** A roda d'água Lorenziana (Gleick, 1991).

Três equações, com três variáveis, descrevem totalmente o movimento desse sistema (Lorenz, 1963):

$$\frac{dx}{dt} = ax + ay$$

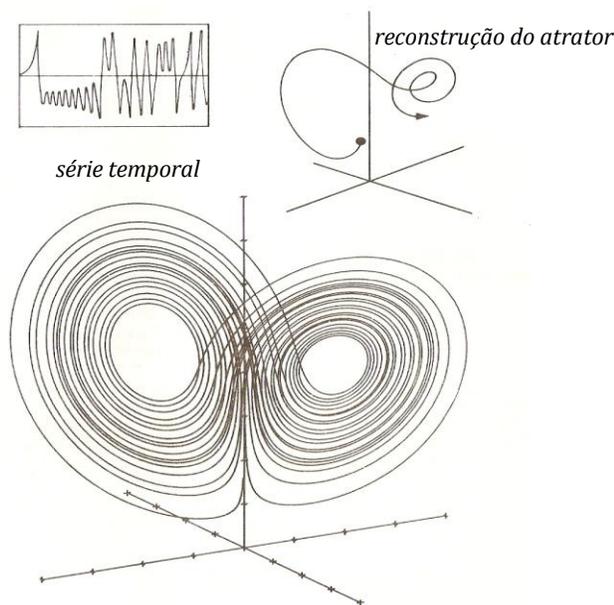
$$\frac{dy}{dt} = -xz + bx - y$$

$$\frac{dz}{dt} = xy - cz$$

(2.1)

onde  $x$  é proporcional à intensidade do movimento de convecção,  $y$  é proporcional à variação de temperatura horizontal,  $z$  é proporcional à variação vertical de temperatura, e  $a$ ,  $b$  e  $c$  são constantes.

O mapa do sistema de Lorenz mostra uma espécie de complexidade infinita. Fica dentro de certos limites, num espaço limitado, mas também nunca se repetindo. Tem uma forma “*estranha*”, característica, uma espécie de espiral dupla em três dimensões, como um par de *asas de borboleta*, interligadas com infinita habilidade. Para Lorenz, a forma assinalava a desordem pura, já que nenhum ponto ou padrão de pontos jamais se repetiu. Não obstante, também assinalava um novo tipo de ordem. Quando o calor crescente do sistema empurra o fluido numa direção, a trajetória permanece do lado direito; quando o movimento rotativo para e se inverte, a trajetória oscilava para outra asa (Gleick, 1991). A Figura 2.5 mostra o caminho de uma trajetória no espaço de fase  $(x, y, z)$  para  $a = 10$ ,  $b = 28$ ,  $c = 8/3$  após a integração do sistema (1.1) para 10.000 passos de tempo.



**Figura 2.5.** O atrator de Lorenz. (Gleick, 1991).

A trajetória do atrator de Lorenz é determinística, pois é o resultado da solução do sistema (2.1), mas é estritamente não periódica (Tsonis, 1992). A trajetória faz *loop* circulares para a esquerda e depois para a direita de forma irregular. O movimento do atrator é abstrato, mas transmite o sabor do movimento do sistema real.

Amplios estudos têm mostrado que a estrutura fina do atrator de Lorenz é composto de camadas aninhadas infinitamente (área infinita) que ocupam volume zero. Sua dimensão fractal (conceito que será discutido no item 1.5) tem sido estimada em cerca de 2,06 (ver, por exemplo, Grassberger e Procaccia, 1983).

---

### 2.1.3 ATRATOR ESTRANHO

---

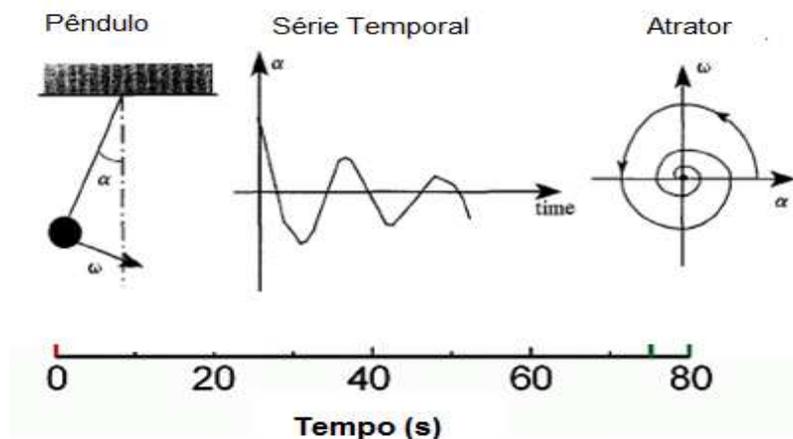
Geralmente, sistemas caóticos não são descritos no domínio do tempo, mas sim no espaço de fase. Para qualquer sistema (caótico ou não), o espaço de fase de dimensão  $N$  é formado ao traçar todas  $N$  variáveis das equações de movimento, cada uma ao longo de um eixo ortogonal (Vander Stappen, 1996). O espaço de fase proporciona uma maneira de transformar número em imagens, extraindo todas as informações essenciais de um sistema de partes móveis, mecânicas ou fluidas, e traçando um flexível mapa de todas as suas possibilidades. De acordo com Vander Stappen (1996), a evolução de um sistema num tempo infinito, representado no espaço de fase, forma uma figura característica topológica, que é chamada de atrator.

O atrator de um sistema responde à pergunta: "onde está o sistema, depois de passar-se determinado intervalo de tempo?". Ele é uma impressão digital do sistema e reflete seu estado dinâmico. É o conjunto de posições no espaço de fase, em um determinado conjunto de condições de processo, ao longo do qual o sistema evolui no tempo na situação estacionária (van den Bleek et al., 2002).

No espaço de fase, o conhecimento total sobre um sistema dinâmico num instante único do tempo resume-se a um ponto. Esse ponto é o sistema dinâmico – naquele instante. No instante seguinte, porém, o sistema se terá modificado, mesmo que seja levemente, e assim o ponto se move. A história do tempo do sistema pode ser registrada num gráfico pelo ponto móvel, traçando-se sua órbita pelo espaço de fase com a passagem do tempo (Gleick, 1991).

Os físicos já trabalhavam com dois tipos de "atratores" mais simples: pontos fixos e ciclos limites, representando o comportamento que chegava a um regime estacionário ou se repetia continuamente. Como exemplo, considera-se um pêndulo sujeito a atrito. Não são necessárias equações de movimento para saber o destino deste pêndulo. Toda órbita tem de acabar no mesmo lugar, o centro: posição 0, velocidade 0. Esse ponto central "atrai" as órbitas. Em lugar de dar voltas e voltas continuamente, eles espiralam para dentro. O atrito dissipa a

energia do sistema, e no espaço de fase a dissipação se revela como uma pressão em direção ao centro, a partir das regiões externas de alta energia para as regiões internas de baixa energia. A Figura 2.6 representa o exemplo do pêndulo com atrito e a construção do seu atrator. Quando se examina um retrato de fase, o observador pode usar sua imaginação para repensar o próprio sistema: um loop ou espiral corresponde a tal periodicidade, uma torção corresponde a uma mudança e um vazio corresponde a uma impossibilidade física.



**Figura 2.6.** Exemplo do pêndulo com atrito – o atrator periódico.

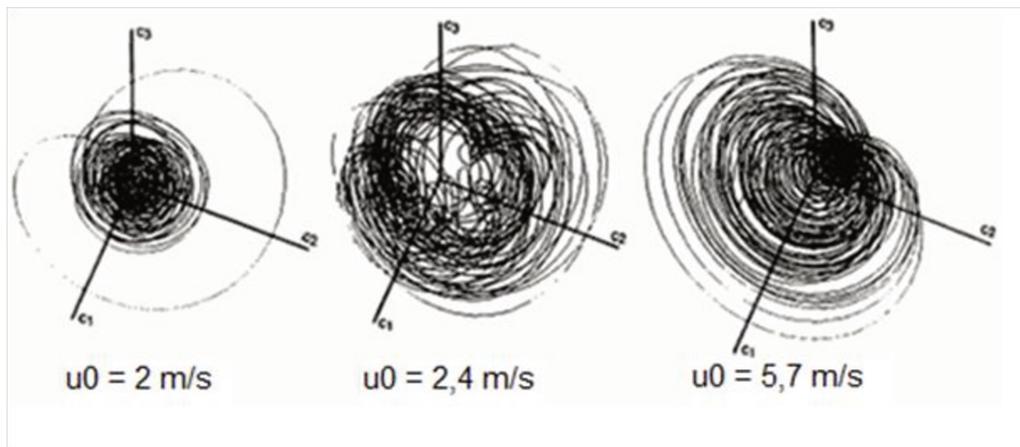
*O estado do sistema é descrito pelo ângulo  $\alpha$ , e pela velocidade angular,  $\omega$ . A série temporal representa o ângulo em função do tempo. O atrator é o ponto fixo na origem do espaço de fase; eventualmente, o pêndulo estará em repouso com  $\omega$  e  $\alpha$  igual a zero. A base de atração é a figura completa bidimensional no espaço de fase (Vander Stappen, 1996).*

Atratores de sistemas lineares, como aquele apresentado na Figura 2.6, normalmente são simples (por exemplo, ponto fixo). Entretanto, para os sistemas caóticos, estruturas extremamente complexas podem ser encontradas e o retrato resultante deste tipo de sistema no espaço de fase é denominado de “atrator estranho” (Ruelle e Takens, 1971). Embora o comportamento dependente do tempo seja irregular e imprevisível, o atrator é uma figura bem definida e característica do sistema.

Um atrator estranho apresenta uma trajetória não-periódica no espaço de fase (ou periódica com período infinito) e que nunca se cruza. Desta forma, a trajetória tem comprimento infinito e está confinada em uma área finita do espaço de fase de volume zero.

Para tanto, este atrator deve ter geometria fractal (Tsonis, 1992). O conceito de fractal será discutido na seção 2.1.4, a seguir.

O primeiro atrator estranho publicado foi o de Lorenz, apresentado na seção 2.1.2 deste capítulo. No caso de reatores multifásicos, Daw *et al.* (1990) publicaram o primeiro atrator tipo de sistema. Os autores retrataram a dinâmica de um leito fluidizado no espaço de fase, como apresentada na Figura 2.7. Pode ser visto que os atratores não são finitos, entretanto, estão confinados no espaço de fase, indicando que não é estocástico.



**Figura 2.7.** Variação nos atratores segundo a velocidade superficial do gás ( $u_0$ ), Daw *et al.* (1990).

O atrator estranho de um sistema caótico está imerso num espaço  $m$ -dimensional, onde  $m$  é denominado de “dimensão de imersão” do atrator e representa o número de graus de liberdade do sistema no espaço de fase verdadeiro. Embora imerso em um espaço  $m$ -dimensional, o atrator é muitas vezes restrito a apenas uma parte deste espaço. Isto reflete a natureza fractal do atrator; a estrutura fractal do atrator é caracterizado por um número adimensional, a “dimensão de correlação”, um número não-inteiro que reflete à medida que o atrator “preenche” o espaço de imersão (van den Bleek e Schouten, 1993).

---

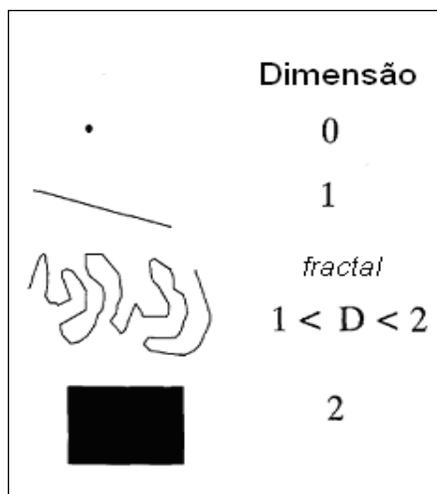
#### 2.1.4 DIMENSÃO FRACTAL

---

Quando se faz referência ao conceito de dimensão, em geral, trata-se da dimensão euclidiana. Um conjunto finito de pontos tem dimensão zero; uma linha tem dimensão um;

uma superfície, dimensão dois, etc. Contudo, ao introduzir-se o conceito de atrator estranho, foi visto que é possível se construir estruturas geométricas mais complexas e com dimensões não-inteiras. Tais objetos geométricos são genericamente chamados *fractais* (Ferrara e Prado, 1994).

A idéia de dimensão fractal foi introduzida por Mandelbrot (1983), ao descrever geometricamente as formas complexas na natureza. É uma idéia generalizada de que os casos especiais são familiares: i.e., um ponto tem dimensão zero, uma linha reta tem uma dimensão, um plano tem duas e assim por diante (Figura 2.8).



**Figura 2.8.** O conceito de dimensão (Vander Stappen, 1996)

Define-se a *dimensão de Hausdorff* (também chamada de *dimensão fractal*) como

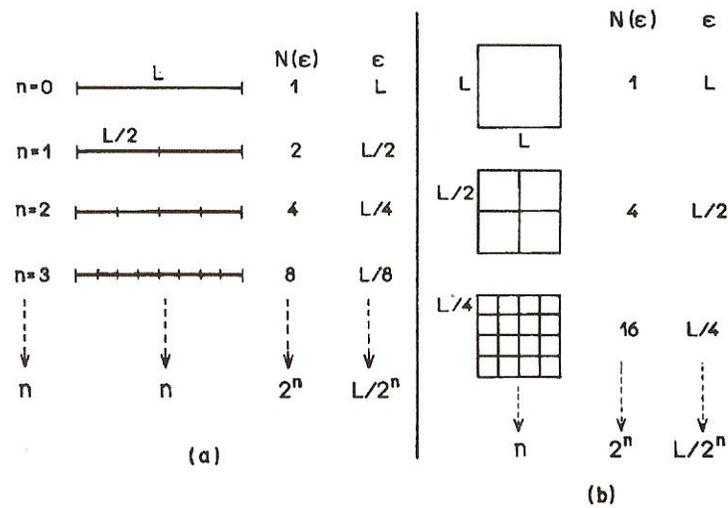
$$D_0 = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\log N(\varepsilon)}{\log\left(\frac{1}{\varepsilon}\right)}, \quad (2.2)$$

onde  $N(\varepsilon)$  é o número de hiper-cubos (caixas) de lado  $\varepsilon$  necessário para cobrir todo o conjunto de pontos  $A$ , ou seja,  $N(\varepsilon)$  varia segundo  $\varepsilon^{-D_0}$  para  $\varepsilon \rightarrow 0$  (Ferrara e Prado, 1994)

A definição (2.2) recupera o conceito euclidiano de dimensão inteira nos casos usuais e permite a sua generalização para conjuntos mais complexos. Se  $A$  é composto por um conjunto finito de pontos,  $N(\varepsilon)$  é constante para  $\varepsilon \rightarrow 0$ ; como  $\log\left(\frac{1}{\varepsilon}\right) \rightarrow \infty$  nesse limite, tem-se

$D_0 = 0$  ou, de outro modo,  $N(\epsilon) = \text{constante}$  e varia segundo  $\epsilon^0$  para  $\epsilon$  pequeno (pois não depende de  $\epsilon$ ).

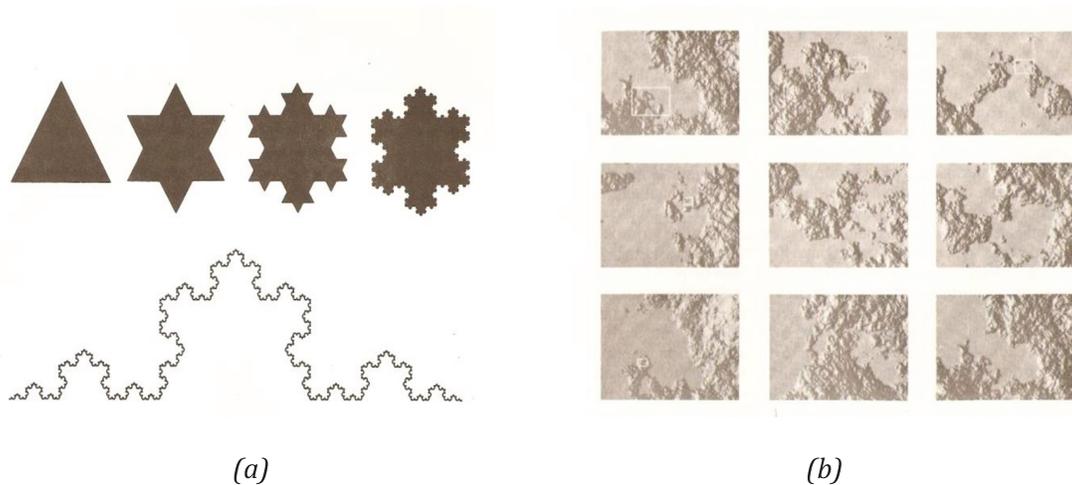
A Figura 2.9 ilustra a aplicação da definição de dimensão fractal (Eq. 2.2) para um segmento de reta e uma superfície. No caso de um segmento de comprimento  $L$ ,  $D_0 = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} [\log 2^n / \log(\frac{2^n}{L})]$ . Fazer  $\epsilon \rightarrow 0$  é o mesmo que fazer  $n \rightarrow \infty$ . Nesse último caso  $\log(\frac{2^n}{L}) \rightarrow \log 2^n$  e  $D_0 = 1$ , recuperando o valor da dimensão euclidiana de um segmento de reta. Para uma superfície,  $D_0 = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} [\log 2^{2n} / \log(\frac{2^{2n}}{L})] = 2$ , como era de se esperar.



**Figura 2.9.** Aplicação da definição de dimensão fractal (eq. 2.2) para: (a) um segmento de reta; e (b) uma superfície (Ferrara e Prado,1994).

A dimensão fractal torna-se uma maneira de medir propriedades que, sem isso, não têm definição clara: o grau da aspereza, ou de fragmentação, ou de irregularidade de um objeto. Um litoral sinuoso, por exemplo, apesar de sua imensurabilidade em termos de extensão, tem certo grau característico de rugosidade. Mandelbrot (1983) especificou maneiras de calcular a dimensão fracionada dos objetos reais, levando-se em conta alguma técnica de construção de uma forma, ou alguns dados, e fez com a sua geometria uma afirmação sobre os padrões irregulares que estudara na natureza: a de que o grau de irregularidade permanece constante em diferentes escalas. O mundo exhibe, repetidamente, uma irregularidade regular (Gleick, 1991).

Para Mandelbrot (1983), o floco de neve de Koch é um modelo imperfeito, mas vigoroso, de um litoral (Figura 2.10 (a) e (b)). Para construir uma curva de Koch, começa-se com um triângulo com extensão lateral de 1. No meio de cada lado, acrescenta-se um novo triângulo com um terço do tamanho, e assim por diante. A extensão do limite é  $2 \times \frac{4}{3} \times \frac{4}{3} \times \frac{4}{3} \dots$  infinito. Não obstante, a área permanece menor do que a área de um círculo traçado à volta do triângulo original. Assim, uma linha infinitamente longa cerca uma área finita.



**Figura 2.10.** A Curva de Koch. (a) Representação das etapas da construção fractal da Curva de Koch; (b) Um litoral gerado pelo computador: os detalhes são aleatórios, mas a dimensão fractal é constante, de modo que o grau de irregularidade parece o mesmo por mais que a imagem seja ampliada (Gleick, 1991).

Utilizando o conceito e a definição de dimensão fractal, tem-se que para a curva de Koch,  $N(\varepsilon) \sim 4^n$ , para  $\varepsilon \rightarrow 0$ , enquanto  $\varepsilon \sim \frac{1}{3^n}$ . Então pela definição (2.2), tem-se:

$$D_0 = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\log N(\varepsilon)}{\log\left(\frac{1}{\varepsilon}\right)} = \frac{\log 4}{\log 3} \sim 1,2618 \quad (2.3)$$

## 2.1.5 CARACTERIZAÇÃO DO CAOS DETERMINÍSTICO

Nesta seção serão apresentados alguns conceitos que são utilizados para a caracterização de um atrator. Como visto na seção 2.1.3, um atrator representa qualitativamente um sistema caótico no espaço de fase. Aqui, será introduzida a idéia de que

se podem extrair medidas quantitativas dos atratores. Na seção 2.2 serão apresentadas as fundamentações matemáticas destes conceitos. O conteúdo apresentado a seguir é baseado nas obras de Ferrara e Prado (1994), Tsonis (1992), entre outros.

Um atrator, estranho ou não, fornece uma descrição global do comportamento assintótico de um sistema dinâmico. Diversas informações podem ser extraídas do estudo de atratores. A caracterização das propriedades dos atratores, com a utilização de teorias recentes do caos determinístico e sistemas dinâmicos, permite a análise de sinais experimentais com comportamento caótico e consiste uma das motivações centrais dessas teorias.

O estudo de atratores associados a sistemas dinâmicos caóticos é, em última análise, o estudo de suas *propriedades estatísticas*. Tal estudo é especialmente relevante quando o atrator é topologicamente complicado e informações geométricas precisas não são disponíveis. Nessa situação, a abordagem estatística permite distinguir e classificar os diferentes graus de complexidade dos atratores. Não se deve, contudo, perder de vista o objetivo central, que é o de extrair informações a respeito da dinâmica subjacente ao sistema.

Uma hipótese básica por detrás de uma abordagem estatística é a validade da *teoria ergódica*, i.e., médias temporais equivalem a médias espaciais no espaço de fase. O peso estatístico  $\rho$  com o qual essas médias são calculadas é chamado uma *medida invariante*.

Uma medida  $\rho$  é dita *invariante* se obedece à propriedade:

$$\rho[f^{-T}(A)] = \rho(A), \quad (2.4)$$

onde  $A$  é um subconjunto de pontos do espaço de fase e  $f^{-T}(A)$  é o conjunto de pontos que se obtém evoluindo a dinâmica para trás no tempo durante um intervalo de tempo  $t$ . Uma medida invariante fornece a distribuição de probabilidade dos pontos do atrator e de um sistema dinâmico. A medida só será temporalmente invariante se representar a totalidade do atrator e, isto dá sentido ao uso da teoria ergódica.

Se uma medida invariante  $\rho$  não pode ser escrita como  $(\rho_1 + \rho_2)/2$ , onde  $\rho_1$  e  $\rho_2$  são novamente invariantes e  $\rho_1 \neq \rho_2$ , diz-se que  $\rho$  é ergódica. O teorema ergódico garante então que para quase todas as condições iniciais  $x_0$  e para qualquer função contínua  $\varphi$  tem-se:

$$\int \rho(x)\varphi(x) dx = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \varphi[x(t)] dt. \quad (2.5)$$

Analisar medidas invariantes é muito mais fácil e conveniente do que calcular médias temporais. A partir do estudo das propriedades estatísticas de medidas invariantes pode-se proceder à descrição geométrica e caracterização de atratores. Essa caracterização pode ser dinâmica (expoentes de Lyapunov, entropia de Kolmogorov-Sinai) ou estática (dimensão fractal e dimensões generalizadas).

Quando se conhece as equações que governam um sistema dinâmico pode-se estudar com alguma facilidade o seu comportamento e as características do atrator associado. Não é, porém, o que ocorre na maioria dos experimentos. Nesses monitora-se uma única variável do sistema que se sabe de antemão depender de outras. Em geral obtém-se uma série temporal de medidas  $\{x(t_i)\} = \{x_i\}$  e não se tem acesso às outras variáveis relevantes (muitas vezes não se sabe ao certo quantas são) e muito menos se dispõe de um conjunto de equações diferenciais (um modelo) que descreva o comportamento do sistema.

Proceder a um experimento onde todas as informações relevantes são medidas simultaneamente é em geral impossível. Entretanto, através de um teorema demonstrado por Takens (1981) é possível recuperar-se as propriedades métricas de um atrator a partir de uma única série temporal. Proceda-se à chamada *reconstrução de Takens ou método do atraso temporal*. Constrói a partir da série de dados experimentais  $\{x(t_i)\}$  o conjunto de vetores de dimensão  $m$

$$\vec{\xi}(t_i) = [x(t_i), x(t_i + p), x(t_i + 2p), \dots, x(t_i + (m - 1)p)], \quad (2.6)$$

onde  $p$  é um intervalo de tempo fixo (um múltiplo do intervalo entre duas medidas) e  $m$ , a dimensão do vetor  $\vec{\xi}$ , é chamada *dimensão de imersão*. Variando-se a dimensão de imersão e escolhendo-se o passo  $p$  de forma conveniente pode-se, em princípio, analisar as propriedades (invariantes) dos atratores reconstruídos a partir dos vetores  $\vec{\xi}_i$ . Em particular, pode-se proceder ao cálculo dos expoentes de Lyapunov, das entropias e das dimensões generalizadas associadas ao sinal experimental.

#### 2.1.5.1 ENTROPIA DE KOLMOGOROV (K)

A previsibilidade de ambos os sistemas dissipativos ordenados e estocásticos também decorre diretamente da teoria da informação. De acordo com Grassberger (1986), as

informações necessárias para prever a evolução temporal de um sistema no intervalo  $[t_1, t_2]$ , dada a informação  $I[1]$  em bits (ou seja, dada a condição inicial), é:

$$I_{[t_1, t_2]} = I_{[t_1]} + K(t_2 - t_1) \quad \text{para } t_2 - t_1 \rightarrow \infty \quad (2.7)$$

A invariante  $K$  é a entropia de Kolmogorov e é expressa em bits por unidade de tempo. Para um sistema dissipativo ordenado (determinístico), a entropia de Kolmogorov é igual a zero. Da Eq. (2.7) segue-se que este tipo de sistema é completamente previsível em qualquer intervalo de tempo, dado o estado do sistema no início desse intervalo. Para um sistema estocástico a entropia de Kolmogorov é igual infinito. De acordo com a Eq. (2.7), uma quantidade infinita de informações é necessária para prever o sistema durante qualquer intervalo, então, a localização do sistema no espaço de fase é uma completa surpresa, mesmo após um intervalo de tempo curto. Para um sistema caótico, a entropia de Kolmogorov é finita. Isto significa que um sistema caótico é somente previsível até certo ponto dentro de um intervalo de tempo limitado (van den Bleek e Schouten, 1993). A entropia de Kolmogorov mede a previsibilidade e a sensibilidade às pequenas perturbações do escoamento caótico: quanto maior a entropia, maior o grau de desorganização ou imprevisibilidade do sistema.

#### 2.1.5.2 DIMENSÃO DE CORRELAÇÃO ( $D$ )

A Dimensão de Correlação ( $D$ ) é um número adimensional que caracteriza a estrutura fractal do atrator. É um número não-inteiro que reflete à medida que o atrator "preenche" o espaço de imersão (van den Bleek e Schouten, 1993).

É uma medida da complexidade global ou do número de graus de liberdade do sistema medindo a homogeneidade do atrator (Vander Stapen, 1996). A dimensão de correlação foi descrita por Grassberger e Procaccia (1983) como uma medida da estrutura local de um atrator. Este parâmetro é obtido a partir da correlação espacial entre os pontos aleatórios sobre o atrator reconstruído.

#### 2.1.5.3 EXPOENTES DE LYAPUNOV

Outro conjunto de expoentes que podem caracterizar as propriedades de um atrator de um sistema dinâmico são os expoentes de Lyapunov. Eles estão relacionados com as taxas médias de convergência e / ou divergência de trajetórias vizinhas no espaço de fase, e,

portanto, podem medir quão previsível ou imprevisível é o sistema. Aparentemente, há tantos expoentes de Lyapunov, como a dimensão do espaço de fase (Tsonis, 1992).

Quando pelo menos um expoente de Lyapunov é positivo, o sistema é caótico. Devido à sensibilidade às condições iniciais, há uma incapacidade de prever a evolução da trajetória para além de um intervalo de tempo que é aproximadamente igual ao inverso da taxa de divergência. Quando nenhum expoente de Lyapunov positivo existe, então não existe divergência exponencial e, assim, a previsibilidade em longo prazo do sistema em questão é garantida.

Pode-se dizer que os expoentes de Lyapunov medem a taxa na qual o sistema destrói informações. Expoentes positivos dão uma idéia de como a informação contida em um conjunto de pontos iniciais, inicialmente muito próximo uns dos outros, é perdida devido à ação do alongamento e dobramento do atrator caótico. Expoentes negativos dão uma idéia sobre a taxa média em que as informações são perdidas. Assim, expoentes negativos e positivos definem as escalas de tempo dominante na evolução de um sistema dinâmico. Quanto mais negativo é o expoente de Lyapunov, mais rápido a série converge para os valores finais, quando o expoente é positivo, o sistema apresenta comportamento caótico.

## 2.2 FUNDAMENTAÇÃO MATEMÁTICA

---

Algumas das dificuldades encontradas no estudo da dinâmica associada a séries temporais de sinais experimentais estão ligadas ao não conhecimento das equações de movimento. Quando se mede um sinal temporal discreto a tarefa com a qual depara o experimentador é tentar determinar que tipo de sistema dinâmico o produziu. Trata-se de uma oscilação mais ou menos complicada, mas com período regular? Tem-se uma superposição (não-periódica) de oscilações regulares? Se a seqüência é caótica, trata-se de caos determinístico ou de um processo estocástico? Para responder questões como essas são necessários métodos mais objetivos de análise (Ferrara e Prado, 1994).

Em se tratando de caos determinístico pode-se esperar descrever a dinâmica por meio de equações diferenciais. Processos estocásticos estão associados a um número muito grande de graus de liberdade, e, portanto não são geralmente tratados através de equações, mas sim pelo uso de distribuições de probabilidade. Além disso, são caracterizados por uma entropia de Kolmogorov infinita.

Os processos regulares (periódicos, multi-periódicos ou *quasi*-periódicos) podem ser identificados através de métodos tradicionais de análise de sinais experimentais, como a análise do *espectro de potências*. A distinção entre processos estocásticos e determinísticos vem sendo feita, com algum sucesso, por meio de técnicas ligadas aos conceitos de dimensão e entropia (Ferrara e Prado, 1994). Nesta seção apresenta-se um resumo dessas técnicas, discutem-se as suas limitações e enumeram-se quais as informações pode-se extrair de sinais experimentais através desses procedimentos.

---

## 2.2.1 A ANÁLISE TRADICIONAL DE SINAIS EXPERIMENTAIS

---

A identificação de processos regulares, distinguindo-os daqueles caóticos ou estocásticos, pode ser feita através do uso de métodos clássicos. Nesses se estuda o tipo de irregularidade (ou regularidade) existente na série temporal  $x(t)$ . Entre esses métodos clássicos estão a *análise espectral* (*espectro de potências*) e as análises no domínio do tempo, que serão introduzidas a seguir.

### 2.2.1.1 ANÁLISE ESPECTRAL

---

Apesar de esta análise não ter sido utilizada nesta Tese, é necessário apresentar uma pequena introdução sobre a fundamentação matemática da mesma devido à sua larga aplicação em processamento de sinais. O conteúdo apresentado a seguir foi extraído do trabalho de Ferrera e Prado, 1994.

Seja a evolução temporal de um sistema dinâmico dada por  $f(t)$ , ou, quando o resultado de uma série de medidas realizadas a intervalos de tempos regulares  $\Delta t$ , por uma série temporal  $x(t) = \{x(t), x(t + \Delta t), x(t + 2\Delta t) \dots\}$ . Qualquer função  $f(t)$  pode ser representada pela superposição de um número (eventualmente infinito) de componentes periódicas. A determinação do peso relativo de cada uma dessas componentes é chamada *análise espectral*. Se  $f(t)$  é periódica, seu espectro pode ser representado como a combinação linear de oscilações cujas frequências são múltiplos inteiros de uma frequência básica  $\omega$ . Essa combinação linear é chamada *série de Fourier*. Quando  $f(t)$  é não-periódica, o que é mais freqüente, o espectro de frequências varia continuamente e suas-se a chamada transformada de Fourier para representar  $f(t)$  em termos dessas sequências. Escreve-se a transformada de Fourier de  $f(t)$  como

$$f(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} f(t) dt; \quad (2.8)$$

$f(\omega)$  indica o peso relativo com que a frequência  $\omega$  comparece na composição de  $f(t)$ . O espectro de potências  $P(\omega)$  é definido como o módulo quadrado de  $f(\omega)$ , ou seja,

$$P(\omega) = |f(\omega)|^2 \quad (2.9)$$

Na situação de interesse prático dispõe-se de uma série temporal finita e discreta  $\{x_j\} \equiv x(t_j)$ , onde  $t_j = j\Delta t$ . Se  $N$  é o número total de pontos na série, então  $\{x_j\}$  corresponde a um tempo total de medida  $t_{max} = N\Delta t$ , que se refere a sinais discretos e finitos.

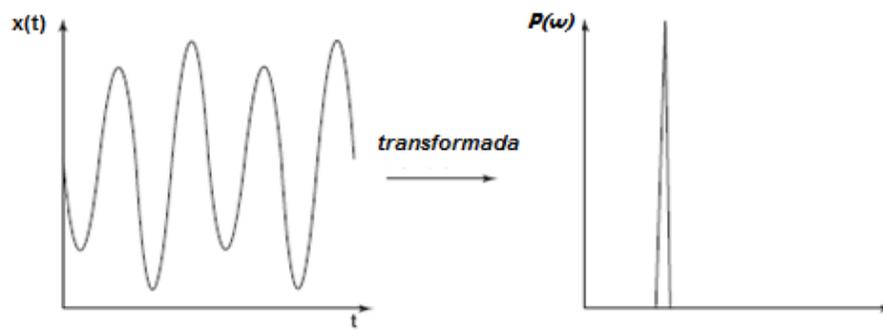
A transformada de Fourier de uma série temporal é definida por outra série  $\{\hat{x}_k\}$  tal que

$$\hat{x}_k = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \hat{x}_k \exp - \left[ i \frac{2\pi jk}{N} \right] \quad (2.10)$$

O espectro de potências  $P(\omega)$  para uma série temporal discreta é definido por

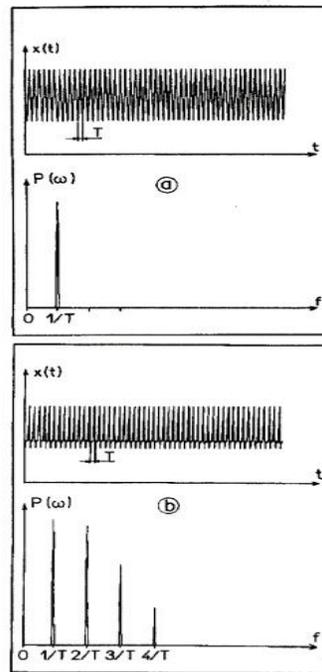
$$P(\omega) = |\hat{x}_k|^2 \quad (2.11)$$

A Figura 2.11 representa o espectro de potência de um sinal obtido pela transformação de Fourier.



**Figura 2.11.** Representação esquemática de um sinal  $f(t)$  no tempo ( $t$ ) e no domínio da frequência ( $f$ ). (Johnsson et al., 2000).

Sinais com evoluções temporais diferentes apresentam diferentes espectros de potências. Por exemplo, sinais periódicos de período  $T$  apresentam um pico bem definido na frequência correspondente a esse período e, em geral, picos menores nos harmônicos dessa frequência, isto é,  $\frac{4\pi}{T}, \frac{6\pi}{T}, \dots, \frac{2n\pi}{T}$  (Fig. 2.12). Por outro lado, sinais aperiódicos apresentam espectros de potências contínuos (Figura 2.13). Um espectro de frequência contínuo define, portanto, um sinal caótico ou estocástico (ruído branco) (Ferrara e Prado, 1994).

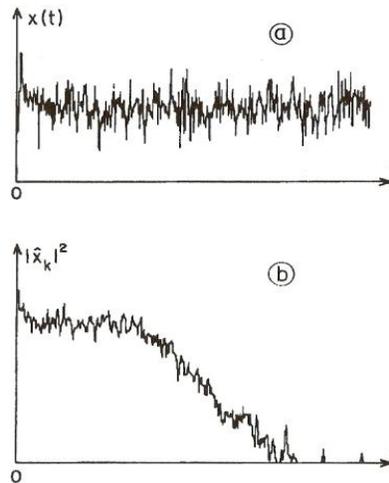


**Figura 2.12.** Funções Periódicas e respectivos espectros de potência. (a) Função senoidal; (b) Função periódica que contém harmônicos (Bergé et al., 1988).

#### 2.2.1.1.1 ESTIMATIVA DO ESPECTRO DE POTÊNCIAS

Existem inúmeros procedimentos para o cálculo ou estimativa de um espectro de potência. Podem ser divididos em duas categorias: paramétricos e não-paramétricos. Os métodos paramétricos devem ser utilizados quando não há uma quantidade de pontos suficiente, devido a, por exemplo, presença de fenômenos transitórios nos dados ou má qualidade do sinal. O método não-paramétrico mais comum na análise de frequência de flutuações de sinais em leitos fluidizados é provavelmente o método de Welch (Welch, 1967), onde a variância é reduzida por meio de uma estimativa do espectro de potência como uma

média de vários sub-espectros. O número de sub-espectros deve ser escolhido de forma a obter uma relação favorável entre resolução e variância (Johnsson *et al.*, 2000).



**Figura 2.13.** (a) *Série temporal aperiódica; (b) espectro de potências para o sinal representado em (a).* (Bergé *et al.*, 1988).

Assim, a seqüência de  $N$  pontos é dividida em  $D$  segmentos sobrepostos<sup>1</sup>. Os segmentos de dados podem ser representados como:

$$x_i(n) = x(n + iD) \quad \begin{array}{l} n = 0, 1, \dots, M - 1 \\ i = 0, 1, \dots, L - 1 \end{array} \quad (2.12)$$

onde  $iD$  é o ponto de partida da  $i$ -ésima seqüência. Em seguida, os segmentos são multiplicados por uma função de janela<sup>2</sup>  $w(n)$ , antes que o periodograma seja computado. O resultado é um periodograma modificado:

$$P_{xx}^{(i)}(\omega) = \frac{1}{MU} \left| \sum_{n=0}^{M-1} x_i(n) w(n) e^{-j2\pi n} \right|^2 \quad i = 0, 1, \dots, L - 1 \quad (2.13)$$

onde  $U$  é um fator de normalização para a potência da função de janela e é selecionado como

<sup>1</sup> Nesta Tese,  $D=M/2$ , o que significa uma sobreposição de 50%

<sup>2</sup> A função  $w(n)$  escolhida é a janela de Hann

$$U = \frac{1}{M} \sum_{n=0}^{M-1} w^2(n) \quad (2.14)$$

A estimativa do espectro de potência de Welch é a média desses periodogramas modificado, que é

$$P_{xx}(f) = \frac{1}{L} \sum_{n=0}^{L-1} P_{xx}^{(i)}(f) \quad (2.15)$$

O número de periodogramas utilizado neste trabalho é superior a 20, que permite uma boa relação entre resolução e erro (Brown e Brue, 2001).

### 2.2.1.2 ANÁLISES NO DOMÍNIO DO TEMPO

O sinal de interesse,  $x(n)$ , é uma série temporal calculada ou medida com  $N$  pontos equidistantes em intervalos de tempo. Sua amplitude é expressa pelo desvio-padrão:

$$s = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (x(n) - \bar{x})^2} \quad (2.16)$$

com a média:

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x(n) \quad (2.17)$$

A variância, ou momento estatístico de segunda ordem, é dada por  $\sigma^2$ .

Outro parâmetro a ser utilizado é o desvio médio absoluto (DMA). Este é um estimador robusto da amplitude dos dados em torno da média (Schouten et al., 1994.a). É dado por:

$$DMA = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |x_i - \bar{x}| \quad (2.18)$$

Outra análise que pode ser feita no domínio do tempo é a curva de distribuição de frequências. Tal curva relaciona o número (ou porcentagem) de ocorrências em um determinado intervalo do sinal. É uma forma de verificar como os sinais estão distribuídos em

torno da média e pode, por exemplo, qualificar qualitativamente a uniformidade do escoamento.

---

## 2.2.2 ANÁLISE DE CAOS (ESPAÇO DE FASE)

---

Análise de caos, ou no espaço de fase corresponde ao terceiro grupo de análises apresentados nesta Tese. Como será a técnica mais explorada, será dado um maior enfoque à sua fundamentação matemática, assim como serão apresentados os princípios dos algoritmos utilizados para os cálculos de seus parâmetros. Outro ponto destacado nesta seção refere-se às condições dos sinais experimentais, ou seja, serão descritos os cuidados e dificuldades encontradas ao se obter-se dados de séries temporais de sinais experimentais, como por exemplo, efeito do ruído e escolha do número de pontos

### 2.2.2.1 RECONSTRUÇÃO DO ATRATOR

---

Para que se possam analisar as propriedades de um possível atrator associado a uma série temporal com comportamento caótico determinístico é necessário em primeiro lugar reconstruir tal atrator num espaço de fase de dimensão conveniente (Ferrara e Prado, 1994). Takens (1981) demonstrou que é possível reconstruir certas propriedades topológicas do atrator a partir de um procedimento bastante simples. Vetores  $\mathbf{X}_i$   $m$ -dimensionais são reconstruídos a partir da série temporal  $\{x_i\}$  (onde  $x_i = x(t_i), i = 1, N$ ) por meio do vetor

$$\mathbf{X}_i = [x(t_i), x(t_i + \tau), x(t_i + 2\tau), \dots, x(t_i + (m - 1)\tau)], \quad (2.19)$$

onde  $m$  é a chamada *dimensão de imersão* e  $\tau$  é o *passo de reconstrução* ou *tempo de atraso* (“*time-delay*”). O método de Takens é também chamado método dos atrasos temporais. Existem vários trabalhos na literatura sobre a escolha da ótima dimensão de imersão (Mees 1987, Canil 1992). Na prática,  $m$  é escolhido através de sucessivas imersões do sistema em dimensões elevadas à procura da consistência. No que se diz respeito ao  $\tau$ , é comum escolhê-lo como o primeiro mínimo da função de informação mútua (Abarbanel et al., 1993), ou o primeiro zero da função de autocorrelação (Priestley, 1989). Se  $\tau$  é expresso em unidades de tempo, o produto a  $m \cdot \tau$  é chamado de *janela de tempo*.

A seguir, apresenta-se um argumento da plausibilidade deste método (extraído de Ferrara e Prado, 1994).

Seja um fluxo bidimensional gerado por

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \vec{F}(\vec{x}), \quad \vec{x} = \{x, y\} \quad (2.20)$$

Cada ponto  $\{x(t + \tau), y(t + \tau)\}$  origina-se de um único ponto  $\{x(t), y(t)\}$ ; a relação entre eles é biunívoca já que trajetórias no espaço de fase de sistemas determinísticos não podem se cruzar. Portanto, ao construir-se a seqüência de valores

$$\begin{aligned} \mathbf{X}(t) &= \{x(t), x(t + \tau)\}, \\ \mathbf{X}(t + \tau) &= \{x(t + \tau), x(t + 2\tau)\}, \\ \mathbf{X}(t + 2\tau) &= \{x(t + 2\tau), x(t + 3\tau)\}, \end{aligned} \quad (2.21)$$

espera-se que as componentes de  $\mathbf{X}$  relacionem-se com  $\{x(t), y(t)\}$  por meio das relações biunívocas

$$\begin{aligned} \mathbf{X}_1 &\equiv x(t), \\ \mathbf{X}_2 &\equiv x(t + \tau) = \int_t^{t+\tau} dt' F_1\{x(t'), y(t')\} + x(t) \\ &\approx J F_1\{x(t), y(t)\} + x(t), \end{aligned} \quad (2.22)$$

com  $\mathbf{X}(t) = \{\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2\}$ ,  $\vec{F} = \{F_1(\vec{x}), F_2(\vec{x})\}$  e  $J$  é o elemento da matriz Jacobiana em  $x(t)$ . Portanto, é razoável supor-se que as informações contidas nas seqüências  $\vec{x}_i$  e  $\mathbf{X}_i$  sejam as mesmas que ambas devam conduzir às mesmas dimensões características. Um exemplo no qual  $\vec{x}_i$  e  $\mathbf{X}_i$  são equivalentes é dado pelo círculo

$$\begin{aligned} \vec{x}(t_i) &= \{x(t_i), y(t_i)\} = \{\text{sen}(2\pi t_i), \text{cos}(2\pi t_i)\} = \\ &= \left\{ \text{sen } 2\pi t_i, \text{sen} \left[ 2\pi \left( t_i + \frac{1}{4} \right) \right] \right\} \\ &= \left\{ x(t_i), x \left( t_i + \frac{1}{4} \right) \right\} = \vec{\xi}(t_i), \end{aligned} \quad (2.23)$$

onde o passo convenientemente escolhido é  $\tau = 1/4$ .

As invariantes dos atratores, como a dimensão de correlação e entropia de Kolmogorov, são ferramentas quantitativas úteis ferramentas na caracterização dos sistemas caóticos. Estas invariantes são utilizados para a classificação, caracterização, ou modelagem dos fenômenos subjacentes caóticos. Nas seções a seguir, serão apresentados os fundamentos matemáticos desses conceitos.

#### 2.2.2.2 CÁLCULO DA DIMENSÃO DE ATRADORES

---

Existem basicamente quatro algoritmos diferentes para o cálculo da dimensão de atratores associados a sinais experimentais. Todos têm como ponto de partida a reconstrução proposta por Takens. São eles: (1) *algoritmos de contagem de caixas*; (2) *método dos vizinhos próximos* (Termonia e Alexandrovitch, 1983; Badii e Politi, 1985); (3) *método da integral de correlação* (Grassberger e Procaccia, 1983.a e 1983.b); e (4) *método singular* (Broomhead e King, 1986).

Segundo Ferrara e Prado (1994), cada um dos métodos citados apresenta vantagens e desvantagens. O *método singular* foi testado num número muito pequeno de sistemas, parecendo ser mais vantajoso no caso de sinais contaminados por um nível alto de ruído. O *método dos vizinhos próximos*, um pouco mais estudado, parece ser mais adequado ao estudo de atratores com dimensão alta. Os *algoritmos de contagem de caixas*, bastante populares, são adequados a cálculos com mapas e fluxos conhecidos, na medida em que necessitam de alta estatística. O *método da integral de correlação* (método de Grasseberger-Procaccia) é o que se tornou mais utilizado, provavelmente devido à sua fácil implementação.

Antes de apresentar o método de Grassberger-Procaccia, os conceitos de *dimensões generalizadas* serão discutidos.

##### 2.2.2.2.1 DIMENSÕES GENERALIZADAS

Muitos fractais não são homogêneos em sua invariância na escala, sendo a medida associada bastante irregular. Algumas regiões do atrator são mais densas e visitadas com maior frequência. O conceito de dimensão fractal é insuficiente para caracterizar toda essa riqueza de estrutura. Deve-se considerar outros momentos da distribuição estatística dos pontos do atrator. Os conceitos a seguir foram extraídos da obra de Ferrara e Prado (1994).

Deseja-se estudar como a distribuição de probabilidades  $p_i$  de se ter um ponto na  $i$ -ésima caixa de dimensão  $\varepsilon$  varia ao longo do atrator à medida que  $\varepsilon \rightarrow 0$ . Define-se  $p_i$  como

$$p_i = p_i(\varepsilon) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_i}{N}, \quad (2.24)$$

onde  $N$  é o número total de pontos (iterações) e  $N_i$  é o número de pontos na caixa  $i$ . Definem-se as *dimensões generalizadas de Renyi* como

$$D_q = \frac{1}{q-1} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\log_2 \sum_{i=1}^{N(\varepsilon)} p_i^q}{\log_2 \varepsilon} \quad (q \in \mathbb{R}, q \neq 1). \quad (2.25)$$

Considera-se apenas os casos mais simples:  $q = 0$ ,  $q = 1$  e  $q = 2$ , onde  $q$  pertence ao conjunto de números reais e varia de  $-\infty$  a  $+\infty$ ;  $p_i$  é a fração de pontos que estão na caixa  $i$ -ésima após  $N$  iterações do mapa, enquanto  $N(\varepsilon)$  é o número de caixas necessárias para cobrir todo o atrator.

Para  $q = 0$

$$\sum_{i=1}^{N(\varepsilon)} p_i^0 = N(\varepsilon) \quad (2.26)$$

e

$$D_0 = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\log N(\varepsilon)}{\log\left(\frac{1}{\varepsilon}\right)} \quad (2.27)$$

é a *dimensão fractal*, ou melhor, a *capacidade*.

Seja  $q = 1$ . O limite  $I_{q \rightarrow 1}(p)$  vale  $-\sum p_i \log_2 p_i$ . Resulta

$$D_1 = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\sum_{i=1}^{N(\varepsilon)} p_i \log p_i}{\log\left(\frac{1}{\varepsilon}\right)}, \quad (2.28)$$

que é a chamada *dimensão de informação*.

A dimensão  $D_2$  é conhecida como *dimensão de correlação* e é dada por

$$D_2 = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\sum_{i=1}^{N(\varepsilon)} p_i^2}{\log \varepsilon}. \quad (2.29)$$

## 2.2.2.2.2 O MÉTODO DE GRASSBERGER-PROCACCIA

A dimensão de correlação (Equação 2.29) popularizou-se na década de 1990 por ser de fácil cálculo através do uso do método desenvolvido por Grassberger e Procaccia (1983.a), que é apresentado sucintamente a seguir (Ferrara e Prado, 1994).

Observe inicialmente que  $\sum_{i=1}^{N(\varepsilon)} p_i^2$  na Equação (2.29) é a probabilidade de que dois pontos do atrator estejam dentro de uma mesma caixa de tamanho  $\varepsilon$ . A idéia de Grassberger e Procaccia é aproximá-la pela probabilidade de que dois pontos do atrator estejam separados por uma distância menor que  $\varepsilon$ , ou seja,

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^{N(\varepsilon)} p_i^2 &\equiv \text{probabilidade de se ter dois pontos do atrator numa caixa de lado } \varepsilon \\ &\cong \text{probabilidade de que a distância entre dois pontos seja menor que } \varepsilon \\ &= \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N^2} \{ \text{número de pares } i, j \text{ tais que } |\vec{x}_i - \vec{x}_j| < \varepsilon \} \\ &\equiv C(\varepsilon) \end{aligned}$$

Onde:

$$C(\varepsilon) = \frac{1}{N^2} \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{\substack{i, j=1 \\ i \neq j}} \theta[\varepsilon - |\vec{x}_i - \vec{x}_j|] \quad (2.30)$$

é a chamada integral de correlação,  $\vec{x}_i$  é o vetor associado ao  $i$ -ésimo ponto do atrator,  $\theta(x)$  é a função degrau de Heaviside

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{se } x \geq 0 \\ 0 & \text{se } x < 0 \end{cases}, \quad (2.31)$$

e  $N$  é o número total de pontos no atrator. A dimensão de correlação é então calculada como

$$D_2 = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\log C(\varepsilon)}{\log \varepsilon}, \quad (2.32)$$

ou seja,  $D_2$  é a inclinação de uma reta definida pelo gráfico  $C(\varepsilon) \times \log \varepsilon$ , para  $\varepsilon$  pequeno.

### 2.2.2.3 ENTROPIA DE KOLMOGOROV

A entropia de Kolmogorov pode ser considerada como uma medida para a taxa de perda de informações ao longo do atrator ou como uma medida do grau de previsibilidade dos pontos ao longo do mesmo dado um ponto (arbitrário) inicial. Em geral, uma entropia positiva e finita é considerada como prova conclusiva de que a referente série temporal e sua dinâmica subjacente são caóticas. A entropia nula representa uma constante, regular ou cíclico que pode ser representado no espaço de estado por um ponto fixo, um atrator periódico, ou um atrator multiperifódico. Um valor de entropia infinito refere-se a um fenômeno estocástico não determinístico (Schouten et al., 1994.b).

As seguintes demonstrações sobre definição e estimativa da entropia de Kolmogorov foram extraídas do trabalho de De Martín (2010).

Considere um sistema dinâmico com  $F$  graus de liberdade. Suponha que todo o espaço de fase  $F$ -dimensional é dividido em hiper-cubos de tamanho  $\varepsilon^F$ . O número mínimo de caixas de  $M(\varepsilon)$  que é necessário para cobrir o atrator é:

$$M(\varepsilon) \propto \varepsilon^{-F} \quad \text{para } \varepsilon \rightarrow 0 \quad (2.33)$$

A informação  $I(\varepsilon)$  necessária para especificar um ponto no atrator no espaço de fase com precisão  $\varepsilon$  é (Shaw, 1981)

$$I(\varepsilon) = -\sum_{i=1}^{M(\varepsilon)} p_i \log(p_i) \quad (2.34)$$

onde  $p_i$  é a probabilidade de observar o atrator no  $i$ -ésimo hiper-cubo.

Para sistemas ordenados, não é necessária informação adicional: desde que sua condição inicial é conhecida com uma determinada precisão, as previsões futuras também podem ser feitas com precisão do mesmo nível. No entanto, para sistemas caóticos, a dependência sensível das condições iniciais significa que novas informações são constantemente exigidas: uma condição inicial com uma precisão finita acabará inútil para qualquer previsão. As informações que são necessárias para especificar uma trajetória com precisão  $\varepsilon$  durante um intervalo de tempo  $d = [t_1; t_2]$  aumenta linearmente com o tempo (Grassberger, 1987).

$$I_\varepsilon[t_1, t_2] = I_\varepsilon + K(t_1 - t_2) \quad \text{para} \quad d = (t_1 - t_2) \rightarrow \infty \quad (2.35)$$

onde  $K$  é a entropia de Kolmogorov e  $I_\varepsilon$  é a informação sobre o estado do sistema no tempo em  $t_1$ . A taxa (constante) de perda de informações é a entropia de Kolmogorov, expressa em bits por segundo (Kolmogorov, 1954).

Analogamente à probabilidade  $p_i$  (Equação 2.34), a probabilidade conjunta para encontrar uma trajetória escolhida aleatoriamente num período  $T = t_2 - t_1$  pode ser definida. O estado do sistema é então medido em intervalos de tempo  $\tau$  e o espaço de fase é dividido em caixas de tamanho  $\varepsilon$ . Seja  $p(i_1, i_2, \dots, i_d)$  a probabilidade conjunta de que o vetor  $\mathbf{X}(t_1)$  esteja na caixa  $i_1$ ,  $\mathbf{X}(t_1 + \tau)$  esteja na caixa  $i_2$ , e que  $\mathbf{X}(t_2)$  esteja na caixa  $i_d$ . Então, a informação associada ao observar a trajetória é (Grassberger, 1987)

$$I_\varepsilon[t_1, t_2] = - \sum_{i=1}^{M(\varepsilon)} p(i_1, i_2, \dots, i_d) \log p(i_1, i_2, \dots, i_d) \quad (2.36)$$

E a entropia de Kolmogorov é então

$$K = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \lim_{t_2 \rightarrow \infty} \frac{1}{t_2 - t_1} I_\varepsilon[t_1, t_2] \quad (2.37)$$

Finalmente, substituindo  $t_1$  por 0 e  $t_2$  por  $d \cdot \tau$ , a entropia de Kolmogorov pode ser definida como (Farmer, 1982)

$$K = \lim_{\tau \rightarrow 0} \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \lim_{d \rightarrow \infty} \frac{1}{d\tau} \sum_{i_1, \dots, i_d} p(i_1, \dots, i_d) \cdot \log p(i_1, \dots, i_d) \quad (2.38)$$

### 2.2.2.3.1 ESTIMATIVA DA ENTROPIA DE KOLMOGOROV

Vários métodos têm sido propostos para estimar a entropia de Kolmogorov de séries temporais experimentais (Grassberger 1983.b, Daw 1993, Schouten, 1994.b). No entanto, devido às características não-determinísticas dos sinais coletados a partir de leitos fluidizados (van der Schaaf et al., 2004), o método de máxima semelhança (Schouten, 1994.b), que tem uma menor influência de ruídos, foi utilizado nesta tese.

De acordo com Takens (1981) e Grassberger e Procaccia (1983.b), a separação de pontos vizinhos em órbitas diferentes é assumida ser exponencial, e o intervalo de tempo  $t_0$  necessário para que dois pontos inicialmente próximos se separem por uma distância maior do que  $l_0$  será distribuído exponencialmente de acordo com

$$C(t_0) \propto e^{-Kt_0} \quad (2.39)$$

A distribuição discreta da Equação (2.39) para uma série temporal amostradas com uma frequência de amostragem  $f_s$  e passo de tempo  $\tau_s = 1/f_s$  é

$$C(b) \propto e^{-Kb\tau_s} \quad \text{com } b = 1, 2, 3, \dots \quad (2.40)$$

Esta função de distribuição cumulativa descreve a queda exponencial em função de  $b$ . Esta variável  $b$  é igual ao número de pares seqüenciais de pontos no atrator, dado um par inicial de pontos independentes dentro de uma distância  $l_0$ , onde a distância entre os pontos é pela primeira vez maior que a distância máxima especificada  $l_0$ . Em outras palavras,  $b$  é obtido a partir do número de vezes que

$$\|\mathbf{X}_{i+b-1} - \mathbf{X}_{j+b-1}\| \leq l_0 \quad \text{com } b = 1, 2, 3, \dots \quad (2.41)$$

desde que  $\|\mathbf{X}_i - \mathbf{X}_j\| \leq l_0$ , enquanto  $\|\mathbf{X}_{i+b} - \mathbf{X}_{j+b}\| > l_0$ .

Um valor de  $b_m$  é obtido a para cada par seqüencial  $i, j$  investigados. Então, o valor de  $\bar{b}$  é calculado pela média dos valores  $b_m$

$$\bar{b} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M b_m \quad (2.42)$$

onde  $M$  é o número de pares investigados.

Finalmente, a entropia de máxima verossimilhança (*maximum likelihood Kolmogorov entropy*),  $K_{ML}$  é estimada como (Schouten et al., 1994.b)

$$K \approx K_{ML} = -\frac{1}{\tau_s} \ln \left[ 1 - \frac{1}{\bar{b}} \right] \quad (2.43)$$

O desvio padrão pode ser aproximado por:

$$s(K_{ML}) \cong \frac{1}{\sqrt{M}}. \quad (2.44)$$

---

## 2.2.3 METODOLOGIAS DE ANÁLISE DE CAOS DETERMINÍSTICO DE SÉRIES TEMPORAIS

---

Nesta seção serão discutidas as metodologias utilizadas para a realização da análise de sinais utilizando ferramentas caóticas, principalmente no que se diz respeito à dimensão de correlação e entropia de Kolmogorov. Serão abordadas também as dificuldades encontradas na determinação desses parâmetros. Por fim, serão apresentadas as soluções propostas por Schouten et al. (1994.a e 1994.b) que elaboraram um software (RRCHAOS) (Schoutten et al., 1992) para a utilização dos cálculos das invariantes caóticas.

### 2.2.3.1 ABORDAGEM CLÁSSICA E SUAS DIFICULDADES

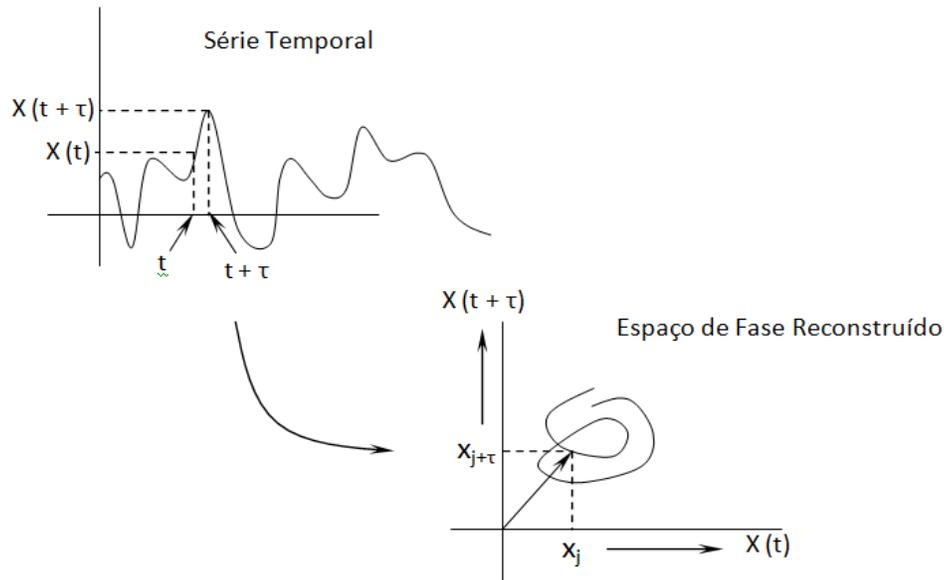
---

A aplicação da teoria desenvolvida por Takens (1981) para reconstruir um atrator e seus números característicos a partir de apenas uma das variáveis do sistema envolve a escolha de valores apropriados dos *parâmetros de reconstrução* (van den Bleek e Schouten, 1993). A Figura 2.14 apresenta uma simples ilustração da reconstrução de um atrator bidimensional.

A abordagem clássica para o cálculo de entropia e dimensão em análises de séries temporais não-lineares, como pode ser visto em Grassberger et al. (1991), inicia a partir de uma série de sinais experimentalmente medidos (ou calculados), possuindo  $N$  pontos  $\{x_1, x_2, \dots, x_n\}$ , onde  $N$  é tipicamente da ordem de  $10^4$ - $10^5$  pontos. A partir desta série temporal, o atrator é formado no espaço de fase reconstruído utilizando, por exemplo, as coordenadas do tempo de atraso ( $\tau$ ) com base no teorema de Takens (1981).

O número de elementos,  $m$ , do vetor é igual ao número de coordenadas no espaço de fase reconstruído. Como mencionado anteriormente,  $m$  é definido como a dimensão de imersão e também pode ser interpretado como a dimensão do espaço de fase assim como o número de graus de liberdade do sistema. A princípio, com uma série temporal de  $N$  pontos de dados e um tempo de atraso igual à unidade ( $\tau = 1$ ), um conjunto de  $N - m - 1$  vetores de estado reconstruídos podem ser obtidos. Este conjunto de vetores também pode ser considerado como um conjunto de pontos sobre as órbitas do atrator no espaço de fase. A

partir deste, um conjunto de distâncias entre todos os pontos no atrator pode ser derivado. Este conjunto de distâncias constitui a base para a determinação da dimensão e da entropia do atrator (van den Bleek e Schouten, 1993).



**Figura 2.14.** Reconstrução bidimensional de um atrator de um sistema dinâmico a partir de uma série temporal de uma das variáveis do sistema ( $m = 2, X_j = (x_j, x_{j+\tau})^T$ ) (van den Bleek e Schouten, 1993).

Inicialmente, pode-se determinar a densidade de probabilidades das distâncias entre os pontos. A partir desta, a distribuição de probabilidades cumulativa pode ser derivada, a qual também é chamada de correlação integral  $C(l)$ . Para pequenas distâncias entre os pontos, a correlação integral pode ser descrita por uma lei de potência de acordo com  $l^D$ , onde  $D$  é definido como a dimensão de correlação. De fato,  $D$  é uma espécie de invariável da complexidade espacial do atrator.

Em seguida, foca-se na taxa de separação de dois pontos vizinhos em diferentes órbitas do atrator. Em outras palavras, considera-se a taxa de crescimento da distância entre dois pontos inicialmente próximos no atrator. Isso pode ser feito através da contagem do número de passos  $\Delta t$  no tempo em que a distância (inicial) entre os pontos pode ser seguida ao longo do atrator antes que se torne maior do que a alguma distância prescrita (a chamado distância de corte, ou *cut-off*). Este número de passos discretos no tempo,  $b$ , é

exponencialmente distribuído com uma distribuição de probabilidades cumulativa,  $C(b)$ , tal que  $C(b) = 2^{-K\Delta t b}$ . A invariante  $K$  é, novamente, a entropia de Kolmogorov, que pode ser considerada como uma medida da taxa de perda de informações ao longo do atrator ou uma medida do grau de previsibilidade de pontos ao longo do atrator (dado um ponto, arbitrário, inicial). Em geral, uma entropia positiva finita é considerada uma prova conclusiva de que as séries temporais e seus fenômenos dinâmicos subjacentes são caóticos.

Vários problemas são encontrados quando se tenta reconstituir os vetores de estado a partir de um série temporal, assim como na determinação das funções de distribuição cumulativas,  $C(l)$  e  $C(b)$ , para o cálculo da dimensão  $D$  e entropia  $K$ , respectivamente. A seguir, relatam-se alguns dos tipos de dificuldades geralmente encontradas (van den Bleek e Schouten, 1993).

### ***Número de pontos (N)***

Um problema surge do fato de que a teoria da reconstrução baseia-se em séries temporais "infinitamente" longas. Assim, na prática, a escolha do número de pontos de série temporal a qual se quer analisar está diretamente relacionada com a precisão que se deseja alcançar no cálculo da dimensão e da entropia. Na literatura, geralmente encontra-se que um número de pontos da ordem de  $10^4$ - $10^5$  deveria ser levado em consideração.

### ***Tempo de atraso ( $\tau$ )***

Geralmente o tempo de atraso é expresso como um número de passos discretos no tempo, onde um passo discreto é igual ao período de tempo entre dois pontos de amostrados em uma série temporal. O tempo de atraso não deve ser muito longo a ponto de os elementos sucessivos se tornem não correlacionados. No entanto, também não deve ser muito curto de tal forma que os elementos de sucessivos estejam fortemente ligados. Na literatura várias regras são dadas para escolher um valor prático do tempo de atraso (ver seção 2.3.1). No entanto, de acordo com van den Bleek e Schouten (1993), estas regras não são racionais, são desprovidas de uma base teórica e em muitos casos, a escolha é, portanto, ambígua.

### ***Dimensão de imersão (D)***

A dimensão de imersão do espaço de fase deve ser, obviamente, grande o suficiente para ser capaz de abranger completamente o atrator reconstruído. Isto significa que um

número suficiente de graus de liberdade deve ser levado em consideração para garantir que o atrator esteja completamente revelado no espaço de estado sem cruzar as órbitas. Usando o teorema de Whitney, Takens (1981) mostrou que imersões com  $m > 2D$  são suficientes para garantir uma confiável evolução completa do atrator no espaço de fase reconstruído. Deste modo, a dinâmica do atrator é caracterizada pelo mesmo valor de sua invariável, assim como o atrator no seu espaço de fase verdadeiro. No entanto, na prática nunca se sabe de antemão qual o valor de  $D$ . Dessa forma, pode-se iniciar com alguns pequenos valores de  $D$  (por exemplo  $D = 3$ ) e aumentá-lo até que a saturação seja observada nos valores estimados de dimensão  $D$  ou entropia  $K$ .

### ***A distância máxima de dimensionamento***

Na determinação da correlação integral  $C(l)$  e da distribuição cumulativa de probabilidades  $C(b)$ , concentra-se em uma escala de comprimento específico no atrator. Em princípio, a dimensão de correlação é definida apenas para uma relação integral que foi construída utilizando escalas de comprimento no atrator que se aproximam ao máximo de zero. Contudo, isso não é possível na situação prática: em dados experimentais não existe "distância zero". Assim, novamente, a escolha específica da magnitude das distâncias não é evidente. No entanto, algumas pistas podem ser dadas (van der Bleek e Schouten, 1993): no caso do cálculo da dimensão de correlação, deve-se limitar a distâncias que estejam bem acima do nível de erro (experimental). Além disso, se uma parte em linha reta no gráfico log-log de  $C(l)$  por  $l$  pode ser observada, limita-se a essa faixa específica de valores da distância  $l$  para estimar  $D$ .

### ***Efeito do ruído***

Um dos principais problemas na análise de uma série temporal não-linear tem a ver com o fato de que os sinais temporais de fenômenos naturais, especialmente os sistemas físicos, são corrompidos por ruído. Embora se busca medir um sinal com o máximo cuidado para diminuir a quantidade de ruído através da realização de uma medida muito bem controlada, é impossível separar completamente o componente determinístico do sinal (se houver) do ruído. Sinais sempre contêm algum ruído devido às imprecisões que nunca pode ser completamente descartadas. Essas imprecisões podem ser causadas, por exemplo, por: (i) o dispositivo de medição (precisão relativa e absoluta); (ii) a conversão analógico-digital

(erros de discretização); ou (iii) pequenas flutuações nas definições de parâmetros importantes do sistema (por exemplo, fluxo, pressão e temperatura em experimentos físicos) (van den Bleek e Schouten, 1993).

Para lidar com o problema do ruído, van den Bleek e Schouten (1993) propõe três abordagens:

- antes da medição: Deve-se calcular ou medir as séries temporais com a maior precisão possível. Isso significa, no caso de séries temporais: (i) usar um dispositivo de medição preciso (com imprecisão menor que 1,0% ou até 0,1% da escala); (ii) fazer utilização de toda a escala para que haja a máxima diferença entre os pontos medidos; (iii) fazer a conversão analógico-digital com precisão de pelo menos 12 bits (1:4096), ou até mesmo uma precisão de 16 bits (1:65536) pode ser necessária.
- durante a medição: Deve-se remover os componentes de alta frequência do sinal utilizando um filtro passa-baixa. Ao fazê-lo, deve-se assegurar-se de que as escalas de tempo características do sistema não foram removidas. Uma estimativa útil seria que não se deve aplicar um filtro passa-baixa com frequência menor do que cerca de dez vezes a frequência dominante do sinal temporal.
- após a medição: Pode-se “limpar” um conjunto de dados utilizando um algoritmo de redução de ruído, como o sugerido por Grassberger et al. (1991), ou aplicar a decomposição de valores singulares (Broomhead e King, 1986). No entanto, uma desvantagem destes métodos é que eles alteram a série original para uma forma que não é conhecida a priori. Por isso, talvez seja melhor utilizar apenas o sinal temporal inalterado, sem qualquer redução de ruído prévia.

---

#### 2.2.4 O SOFTWARE RRCHAOS

---

Schouten e van den Bleek (1992) criaram um software denominado RRCHAOS o qual tem o objetivo de calcular os parâmetros caóticos de uma série temporal com a presença de ruídos. Trata-se de um programa de simples operação e pode ser obtido gratuitamente pela internet. Tal pacote foi utilizado para o cálculo da dimensão de correlação (D) e entropia de Kolmogorov (K), nesta tese. Nesta seção, serão abordadas as aproximações e soluções deste programa. Mais detalhes podem ser encontrados nos trabalhos de Schouten et al. (1994.a e 1994.b).

Para superar todos esses problemas e dificuldades descritos no item 2.4.1, as seguintes soluções foram propostas pelos autores criadores do programa (extraído de van den Bleek e Schouten, 1993):

Primeiramente, com respeito à escolha de dimensão de imersão ( $m$ ), o comprimento total do intervalo de tempo entre o primeiro e o último elemento do vetor reconstruído é importante (veja também Grassberger et al., 1991). Assim, uma espécie de imersão "contínua" pode ser utilizada, a qual é vantajosa para escolher uma janela de tempo específica de duração  $T_c$ , juntamente com o número de pontos  $m$ . Dessa maneira, compara-se as distâncias dos segmentos de tempo na série temporal, em vez de distâncias entre pontos no atrator.

Devido à imersão do atrator, a escolha da duração  $T$  da janela de tempo é limitada, tanto abaixo como acima:  $T$  não deve ser tão grande a ponto de o primeiro e o último elementos na janela de tempo se tornarem não-correlacionadas, mas deve ser suficientemente grande para cobrir a frequência predominante do movimento dinâmico no sistema. Em geral, o tempo médio de ciclo  $T_c$  do sistema dinâmico fornece uma medida robusta do comprimento de janela de tempo  $T$ .

Independente da escolha de  $T$  é a escolha do número de pontos de medição na janela,  $m$  (dimensão de imersão). Este número de pontos determinam o número de elementos do vetor reconstruído e  $m$  deve ser escolhidos de tal forma que seja obtida uma "imersão suave" do atrator reconstruído no espaço de fase. Segundo os autores, uma boa estimativa é utilizar 50-150 pontos de dados na janela de tempo. Isto imediatamente corrige a frequência de amostragem  $f_s$  em 50-150 vezes a frequência média de ciclo  $f_c = 1/T_c$ , sendo  $T_c$  o comprimento médio do ciclo. Isso indica que as frequências de amostragem devem ser relativamente altas na análise de caos. Além disso, com essa abordagem da imersão contínua, um tempo de atraso fixo igual a  $1/f_s$  pode ser utilizado (ou seja, o tempo entre dois pontos consecutivos da série temporal).

O segundo problema está relacionado com a derivação da integral de correlação, a qual é necessária para calcular a dimensão de correlação. A correlação integral  $C(l)$  pode ser considerada como uma distribuição de probabilidade cumulativa, que conta o número de pares de pontos no atrator cuja distância  $l$  é menor do que uma distância fixa  $l_0$ . De fato,  $C(l)$  é a fração do número total de pares de pontos no atrator que são separadas por uma distância  $l$  menor do que  $l_0$ . O problema é como escolher essa distância fixa  $l_0$ . Segundo os autores, é

conveniente escolher  $l_0$  como o desvio médio absoluto (DMA) da série temporal. O DMA é uma medida estatística robusta da largura de dados em torno do valor central.

Quando  $l_0$  é pequeno o suficiente, a integral de correlação obedece à relação  $C(l) = l^D$ .  $D$  é a dimensão de correlação e pode ser obtida a partir da inclinação da parte linear do gráfico log-log de  $C(l)$  por  $l$  para pequenos valores de  $l$ . Especialmente para  $l$  pequenos, o problema de ruído se torna importante. Para lidar com o problema do ruído, é possível incluir a influência do mesmo na descrição da integral de correlação (Schouten et al., 1994.a). Aplicando esta relação para a determinação da correlação integral de dados experimentais, estimativas da dimensão de correlação do atrator incorrupto e do nível de ruído são obtidas.

A entropia de Kolmogorov é calculada a partir de um mesmo tipo de função integral que descreve a taxa exponencial de separação entre dois pontos no atrator. A partir desta função integral  $C(b)$ , uma estimativa da entropia de Kolmogorov, denominada de máxima semelhança, pode ser derivada juntamente com uma estimativa do desvio padrão relativo,  $s(K_{ML})$  (Schouten et al., 1994.b)

A possibilidade de se calcular o desvio padrão pode ser muito útil, principalmente quando se refere à determinação de quantos pares de pontos devem ser levados em consideração na análise para se obter uma precisão necessária. Por exemplo, pode-se definir a exigência de que  $s(K_{ML})$  deve ser sempre, pelo menos, menor do que 0,1%. Segundo os autores, o cálculo de  $K_{ML}$  e de seu desvio-padrão a partir de uma série temporal pode ser feito muito rapidamente com este algoritmo, utilizado no software RRCHAOS.

### 2.3 APLICAÇÕES DA ANÁLISE DE CAOS EM REATORES MULTIFÁSICOS

---

Nos itens anteriores deste capítulo, foram introduzidos os conceitos teóricos de alguns dos termos mais utilizados para descrever o estudo do caos. Neste item, procura-se apresentar algumas das aplicações deste tipo de análise para descrever sistemas multifásicos de natureza caótica, comumente encontrados na engenharia química. Nesta seção, o trabalho de van den Bleek et al. (2002) é tido como referência.

Reatores multifásicos como leitos fluidizados gás-sólido e colunas de bolha gás-líquido constituem uma importante classe de reatores nas indústrias químicas e de processo. Segundo van den Bleek et al. (2002), desde 1990 tornou-se evidente que este tipo de reatores são caóticos. Nesse contexto, ser caótico significa que a dinâmica temporal do sistema é de

grande importância para a compreensão do seu comportamento e que diretamente influencia no seu design e scale-up. Logo, a aplicação da análise de caos para esses sistemas fluidizados podem ajudar a melhorar as técnicas de análises atuais para o estudo da sua fluidodinâmica.

De acordo com van den Bleek et al. (2002), existem dois tipos de aplicações para o caos:

1. Primeiro, pode-se simplesmente aceitar o comportamento caótico e as suas consequências como um dado para, por exemplo, caracterizar regimes fluidodinâmicos e detectar as transições dos mesmos, assim como fazer o scale-up destes reatores.

2. Uma segunda classe de aplicações relaciona-se à exploração do comportamento caótico de um sistema. Apesar de uma resposta significativa às pequenas perturbações de um sistema ser normalmente indesejável, com a análise de caos pode-se tentar explorar essa propriedade característica de um sistema caótico para “trazer” o sistema para um regime fluidodinâmico mais atrativo. Isso pode oferecer, por exemplo, oportunidades para melhorar a seletividade e a conversão das reações químicas.

A seguir, algumas aplicações da análise de caos para sistemas multifásicos, que são o foco desta Tese de Doutorado, são demonstradas por meio de exemplos onde são utilizados principalmente os conceitos de atratores e entropia de Kolmogorov.

---

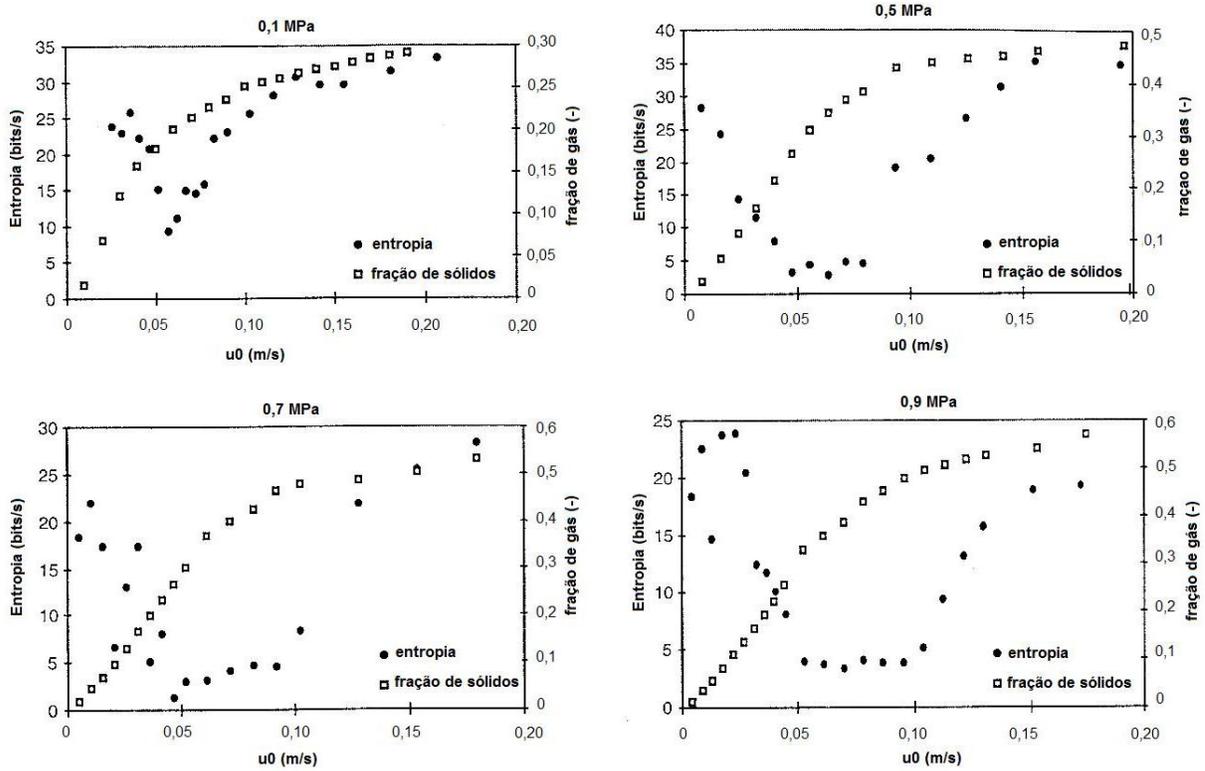
### 2.3.1 TRANSIÇÃO DE REGIMES

---

A transição de regimes em colunas de bolhas gás-líquido desde o regime de “borbulhamento homogêneo” até o regime de “agitação turbulenta” como função da pressão do sistema foi estudada Letzel et al. (1997). A partir dessas séries temporais foram calculadas a entropia de Kolmogorov (Schouten et al. 1994). Foram representados graficamente a entropia de Kolmogorov assim como a fração de gás como função da velocidade do gás (Figura 2.15).

A partir desses gráficos pode-se observar que com pressão atmosférica um declive acentuado na entropia de Kolmogorov ( $K$ ) se encontra na transição. Em pressões mais elevadas não se encontra um declive, mas uma região de baixa entropia Kolmogorov. O comprimento dessa região aumenta com o incremento da pressão. Para as curvas de fração de gás, esta região não foi visualizada. Imagens mostram (Letzel, 1997) que, no início dessa

região, "redemoinhos" aparecem na coluna, e no final começa a formação de "bolhas grandes". À pressão atmosférica, esses dois fenômenos coincidem.



**Figura 2.15.** Entropia de Kolmogorov calculada a partir de sinais de pressão e fração de gás em função da velocidade superficial do gás para as pressões do sistema de 0,1, 0,5, 0,7 e 0,9 MPA, medido em uma coluna de bolhas ar-água de 15 cm de diâmetro interno (Letzel et al., 1997).

Vander Stappen et al. (1993.a) também encontraram um declive acentuado de entropia de Kolmogorov, à pressão atmosférica, para a transição de um leito fixo para um leito fluidizado borbulhante. Marzocchella et al. (1997) encontraram o mesmo comportamento em um leito fluidizado circulante, na transição de um regime homogêneo e diluído no riser para um escoamento com vertentes. Uma vez que tal declive em  $K$  indica dinamicamente uma reorganização do sistema, espera-se que tal fenômeno seja característico para a transição de regime em um reator multifásico.

### 2.3.2 CARACTERIZAÇÃO DENTRO DE UM REGIME

Dentro de um regime é possível caracterizar o estado fluidodinâmico do sistema de leito fluidizado com a entropia de Kolmogorov em função das condições do processo aplicadas. Vander Stappen (1996) fez essa demonstração para o regime borbulhante em um leito fluidizado.

Os experimentos foram realizados em condições ambientes em quatro leitos fluidizados com diferentes diâmetros ( $D_t$ ). As partículas utilizadas foram poliestireno de 560  $\mu m$  de diâmetro. Séries temporais de pressão foram medidas em diferentes alturas de leito ( $H_s$ ). O cálculo da entropia ( $K$ ) destas séries temporais de pressão levou à seguinte correlação:

$$K \sim \left( \frac{u_0 - u_{mf}}{u_{mf}} \right)^{0,4} D_t^{1,2} H_s^{-1,6} \quad (2.45)$$

onde  $U_0$  é a velocidade superficial do gás e  $U_{mf}$  a velocidade superficial do gás na condição de mínima fluidização

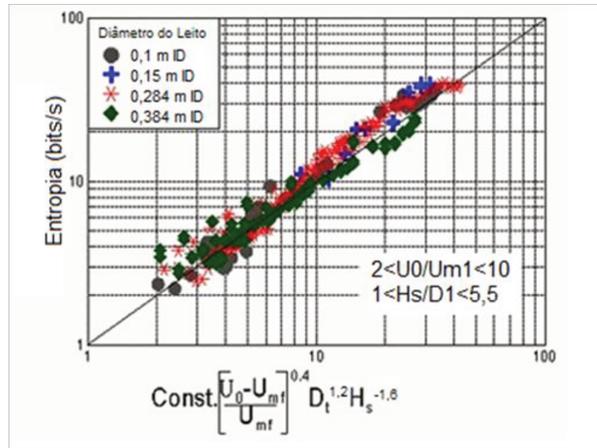
A base do modelo é que a entropia de Kolmogorov  $K$  caracteriza a perda de informações do sistema por unidade de tempo, portanto:

$$K \sim (\text{número de bolhas em erupção na superfície do leito por unidade de tempo}) \cdot (\text{impacto da bolha})$$

onde o fator de impacto da bolha é dado como a razão entre o diâmetro da bolha e o diâmetro do leito.

A relação entre a entropia de Kolmogorov calculada a partir das séries temporais de pressão com as condições do processo, representada pela relação adimensional mostrada da Eq. (2.45), é mostrada na Figura 2.16.

A Eq.(2.45) juntamente com a Figura 2.16, portanto, indicam que a perda de informação dentro deste período de tempo é uma característica típica da dinâmica para um leito fluidizado borbulhante. No entanto, a relação básica entre um número adimensional de entropia e condições de processo adimensional é clara. Ela indica que a dinâmica do leito borbulhante está relacionada com as forças de arrasto e da gravidade, e também com o tamanho característico do leito (Schouten et al., 1999)



**Figura 2.16.** Relação entre a entropia de Kolmogorov calculada a partir de séries temporais de pressão medidas em quatro leitos fluidizados com diâmetros diferentes (Vander Stappen, 1996).

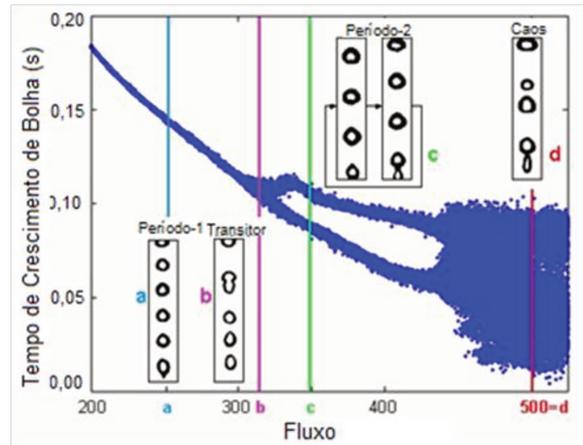
### 2.3.3 CONTROLE DO CAOS

A idéia básica do controle caótico de um reator multifásico é a exploração do fato de que um sistema caótico é sensível a pequenas mudanças, logo, deve-se ser possível realizar alterações consideráveis na fluidodinâmica do sistema por apenas minúsculas perturbações, utilizando praticamente as mesmas condições do processo (van den Bleek et al., 2002).

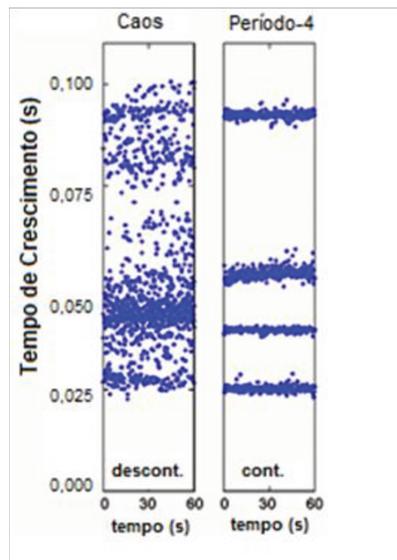
Kaart (2002) mostrou que é possível mudar o movimento caótico de bolhas de gás subindo em um líquido em um movimento estável periódico por um ajuste adequado do fornecimento de gás para o injetor. Em uma pequena coluna de bolhas gás-líquido, primeiramente mediu-se o crescimento de bolhas (tempo entre duas bolhas saindo do orifício) em função da taxa de fornecimento de gás. Os resultados estão mostrados na Figura. 2.17. Como pode ser visto, quando a taxa de fornecimento de gás é baixa (menor que 300 unidades arbitrárias), o processo de formação de bolhas é periódico com período-1, ou seja, o tempo de crescimento da bolha é constante.

Após de uma transição de regime, a uma taxa de fornecimento de gás de cerca de 320 u.a. (unidades arbitrárias), a coluna de bolhas opera em regime de período 2, ou seja, há dois tempos de crescimento de bolhas alternados. Acima de 440 u.a., o borbulhamento caótico é observado e uma infinidade de tempos de crescimento e tamanho de bolhas diferentes são encontrados. Os autores foram capazes de alterar o borbulhamento com comportamento caótico para outro com comportamento regular (Figura 2.18). Para isso, utilizaram o método

de controle de feedback de Pyragas (1992). O método visa à sincronização da dinâmica caótica com algum movimento periódico desconhecido presente na dinâmica do próprio sistema. Este método tem a vantagem de que não é necessário conhecimento prévio do movimento periódico que deve ser estabilizado. No trabalho de Kaart (2002), a aplicação do método resultou em um comportamento estável de período 4, inicialmente oculto na região caótica.



**Figura 2.17.** Tempo de crescimento de bolha, em função da velocidade do gás em uma coluna de bolhas de ar-glicerol; transição de borbulhamento do período-1 para o borbulhamento de período 2, e para o caos (Kaart, 2002).

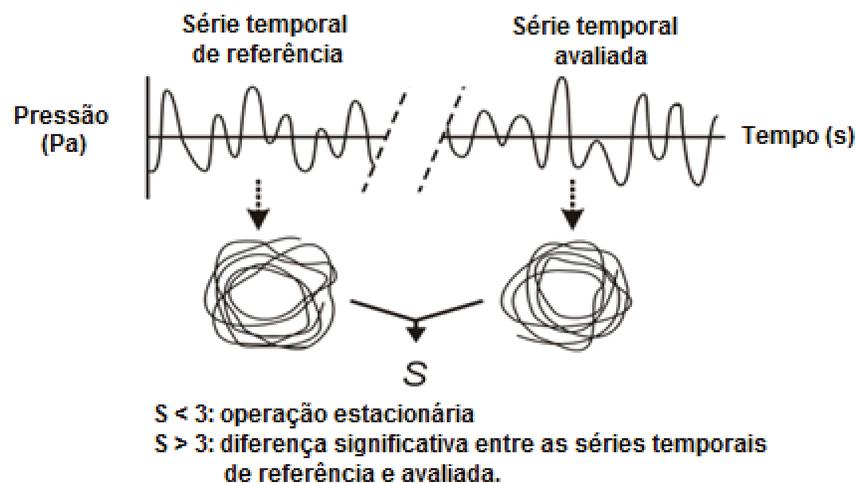


**Figura 2.18.** Comportamento caótico em uma coluna de bolhas de ar-glicerol com velocidade do gás de 500 u.a. e o comportamento de período 4 na mesma velocidade do gás por meio do algoritmo de controle de feedback de Pyragas' (1992) (Kaart, 2002).

## 2.3.4 MONITORAMENTO

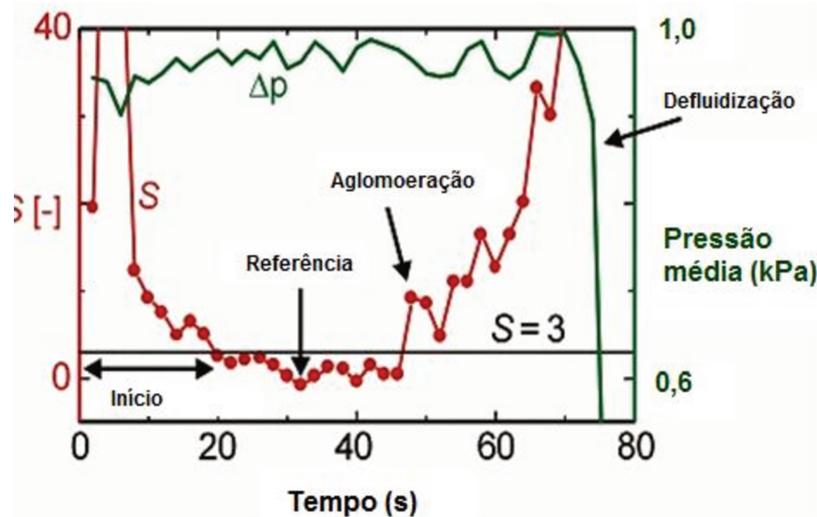
Uma vez que o atrator de um sistema caótico é muito sensível a pequenas alterações nas condições do processo, ele pode ser uma ferramenta muito conveniente para monitorar a qualidade de um determinado regime. Van Ommen et al. (2001) aplicaram esta idéia de desenvolver um sistema de alerta para a aglomeração de partículas em leitos fluidizados. Este fenômeno é indesejado podendo resultar na defluidização completa do leito. Isso pode ser prevenido tendo o conhecimento, em um estágio inicial, de que as partículas começam a se aglomerar (van den Bleek et al., 2002).

No método proposto, atratores são reconstruídos a partir de séries temporais de pressão e comparados com um atrator de referência, que reflete o estado de fluidização desejado. A decisão de aceitar ou não que o atrator sofreu alguma alteração significativa baseia-se no teste de Diks (Diks et al., 1996). O teste calcula a distância adimensional  $S$  entre o atrator reconstruído e o atrator de referência, num determinado tempo. Essa distância é uma medida estatística da significância da diferença entre esses atratores. Diks et al. (1996) provaram que no momento em  $S$  excede o valor 3, os dois atratores são provenientes de sistemas de dinâmica diferente. Traduzindo para a aplicação em leitos fluidizados, isso significa que o estado fluidodinâmico do sistema no tempo  $t$  difere-se significativamente da situação de referência (com uma confiabilidade de mais de 95%) difere da situação de referência. A Figura 2.19 representa o método proposto por Van Ommen (2001).



**Figura 2.19.** Representação esquemática do método de monitoramento (van den Bleek et al., 2002).

Um exemplo dessa aplicação é dado na Figura 2.20 (Van Ommen et al., 2001). Os autores realizaram experimentos de gaseificação de partículas de palha num leito fluidizado de escala laboratorial. Séries temporais de pressão foram medidas. A situação de referência foi tomada após um período de 30 minutos, onde um estado de fluidização estável foi alcançado. Quando a aglomeração se inicia, indicada pelo valor de  $S$  superior ao valor crítico de 3, nada de anormal pode ser detectado pelo sinal de pressão. Ao aplicar a ferramenta de alerta aqui apresentada, o fenômeno pode ser observado com antecedência e o operador tem tempo suficiente para tomar providências adequadas e retornar o sistema ao estado de referência.



**Figura 2.20.** Aplicação do método de monitoramento para um experimento de gaseificação de partículas de palha. O valor resultante de  $S$  detecta a aglomeração com certa antecedência enquanto a diferença de pressão somente o faz com um atraso, indicando a defluidização (Van Ommen et al., 2001).

### 2.3.5 OUTRAS APLICAÇÕES

Além das aplicações clássicas apresentadas nas seções anteriores, a análise de caos vem sendo utilizada em diversas operações, principalmente em sistemas multifásicos. A Tabela 2.1 resume alguns estudos relacionados à aplicação desta técnica, encontrados em diversas áreas da engenharia de processos.

**Tabela 2.1.** *Aplicação da análise de caos na engenharia de processos.*

<b>Autores</b>	<b>Operação</b>	<b>Objetivos</b>
Wang et al., 2010	Escoamento vertical ascendente de um fluxo trifásico	Investigar as características da dinâmica não linear de um escoamento trifásico (gás, água e óleo) em termos da descrição morfológica de atratores a partir de sinais de condutância. Verificaram que o método é eficaz para o entendimento e caracterização dos padrões do escoamento.
Abashar e Elnashai, 2010	Fermentador	Identificar as regiões em estado estacionário e o número de soluções diferentes pela análise de bifurcação em um fermentador de etanol.
Ajbar et al., 2009	Coluna de bolhas	Identificar regimes e transições de regime em colunas de bolhas por medições de sinais acústicos.
Xu et al., 2009	Leito de jorro	Investigar a aplicabilidade da análise de caos a partir de flutuações de pressão diferencial para caracterizar comportamentos dinâmicos dos diferentes regimes de fluxo de gás-sólido no leito de jorro.
Wu et al., 2007	Leito fluidizado circulante (LFC)	Comparar a fluidodinâmica do escoamento entre as seções riser e downer de um leito fluidizado circulante a partir de sinais de concentração de sólidos.
Manyele et al., 2006	LFC - riser	Analisar o comportamento caótico local do escoamento gás-sólido denso por meio de medidas de concentração de sólidos; comparar a dinâmica caótica em condições de alto e baixo fluxo de sólidos; avaliar a fluidodinâmica em uma ampla faixa de velocidade de gás.
Briongos et al., 2006.b	Leito fluidizado	Mostrar que medições acústicas de baixa frequência cama são úteis para monitorar a fluidodinâmica gás-sólido de leitos fluidizados. Verificaram que apenas a análise de caos, em comparação às análises no domínio do tempo e da frequência, é capaz de caracterizar todos os regimes de fluidização do leito avaliado.
Briongos e Guardiola, 2005	Leito fluidizado	Apresentar um novo método de dimensionamento de dados fluidodinâmicos obtidos a partir de um leito fluidizado 2D, estabelecimento relações entre geometrias 2D e 3D de acordo com a metodologia de <i>scale-up</i> do caos.
Manyele et al., 2003	LFC - downer	Proporcionar uma análise detalhada da fluidodinâmica microscópica do escoamento em <i>downers</i> utilizando sonda de fibras ópticas. Diferentes técnicas de análise (no domínio do tempo, da frequência e caos) forneceram resultados semelhantes, porém com sensibilidade diferente. Concluíram que a combinação das três técnicas é útil para a compreensão da estrutura microscópica do escoamento.
Kaart, 2002	Coluna de bolhas	Alterar o movimento caótico de bolhas de gás para um movimento estável periódico por um ajuste adequado do fornecimento de gás pelo injetor.
Lee e Chang, 1996	Reator CSTR	Controlar a concentração de saída através da manipulação do fluxo de entrada de concentração constante.
Vander Stappen, 1996	Leito fluidizado	Caracterizar o estado fluidodinâmico do sistema de leito fluidizado com a entropia de Kolmogorov em função das condições do processo aplicadas.
Vander Stappen et al., 1993.a	Leito fluidizado	Detectar transição de regime de leito fixo para leito fluidizado borbulhante.

## 2.4 ESTUDO DA FLUIDODINÂMICA EM REATORES DE LEITO FLUIDIZADO CIRCULANTE

---

Leitos fluidizados circulantes (LFC) são amplamente utilizados na indústria petroquímica (unidades de craqueamento catalítico em leito fluidizado, FCC – *Fluid Catalytic Cracking*), na indústria metalúrgica (calcinadores) e no setor de energia (câmaras de combustão de carvão). As vantagens do LFC incluem alta eficiência de contato entre as fases, flexibilidade na regeneração de catalisador e controle da alimentação (Manyele et al., 2006). No entanto, essas unidades sofrem com estrutura do escoamento que é altamente não-uniforme, devido à influência de uma variedade de fenômenos como a formação de aglomerados de partículas (*clusters*), turbulência, interações gás-sólido e interações entre partículas.

A principal aplicação deste tipo de reator é na tecnologia de FCC, e neste caso, o LFC pode ser dividido em duas partes básicas, funcionando como dois reatores distintos: o *riser* e o *downer*. O reator *riser* se caracteriza como uma seção de transporte vertical em que há o contato concorrente entre as fases, escoando contra a ação gravitacional. Já o reator *downer* consiste numa tecnologia FCC de reatores tubulares com escoamento descendente e concorrente de catalisadores (fase particulada) e dos reagentes (fase fluida). Tem-se no *downer* uma distribuição mais uniforme da concentração de catalisador na direção radial em uma dada seção transversal do equipamento. Com isto, há menor segregação radial e axial das fases fluida e particulada, ocasionando menor distribuição de tempo de residência dos particulados quando comparados aos do *riser* (Betoli, 2007).

A maioria dos estudos sobre fluidodinâmica nos LFCs tem sido realizada com base nos valores médios dos dados (por exemplo, queda de pressão, concentração de sólidos e velocidade das partículas), que são incapazes de verificar o comportamento temporal desses reatores. Os valores médios geralmente são baseados na suposição de que a fluidodinâmica subjacente exibe uma distribuição de probabilidade normal. Ao contrário, o escoamento heterogêneo nos reatores LFCs é caracterizado por um comportamento dinâmico mais complexo, especialmente a altas taxas de alimentação de gás e sólidos, com funções de probabilidade altamente desigual para a concentração de sólidos. Além disso, por causa de diferentes mecanismos inerentes ao escoamento (principalmente a formação e desagregação de *clusters*), a concentração de sólidos e outras variáveis oscilam fortemente com o tempo (Manyele et al, 2002).

A distribuição local de concentração de sólidos, e em particular as suas mudanças com o tempo, são muito importantes para qualquer operação gás-sólido. As séries temporais de sinais de concentração de sólidos contêm informações sobre a dinâmica do leito fluidizado, cuja análise pode levar, por exemplo, à identificação do estado fluidodinâmico do reator (Schouten e van den Bleek, 1998). Utilizando os sinais de concentração de sólidos, a estrutura microscópica de LFC foi estudada em *risers* (Hartge et al, 1988; Brereton e Grace, 1993; Soong et al, 1994; Bai et al, 1996, Manyele et al., 2002, 2006, Chan et al., 2010), e uma menor atenção foi dada aos *downers* (Manyele et al., 2003, Wu et al., 2007). A estrutura microscópica refere-se ao comportamento transiente do escoamento gás-sólido, por meio do qual as variações de concentração de sólidos, velocidade das partículas ou de pressão são medidas por técnicas de amostragem. A estrutura microscópica do escoamento difere da macroscópica porque na última apenas os valores médios são utilizados. Os estudos microscópicos fornecem detalhes do comportamento temporal que influenciam na transferência de massa e de calor em LFCs (Manyele et al., 2002)

Desde a década de 1990, a teoria do caos determinístico tem sido aplicada para caracterizar a dinâmica de sistemas particulados multifásicos, cujas características do escoamento não-linear são representadas por um atrator reconstruído a partir da série temporal de variáveis do sistema (Hilborn, 1994). Esta técnica tem sido desenvolvida e aplicada no estudo da fluidodinâmica de LFCs utilizando principalmente flutuações de sinais de concentração de sólidos e de pressão. No entanto, a maioria dos estudos foi baseada em flutuações de pressão globais (Vander Stappen et al., 1993.b; Schouten et al., 1999, Manyele et al., 2002), e pouca atenção foi dada para as flutuações locais (radiais) de concentração de sólidos.

Os parâmetros de análise de caos mais aplicáveis para a caracterização de aspectos essenciais do comportamento caótico em leitos fluidizados são a dimensão de correlação e entropia de Kolmogorov. A dimensão de correlação é uma medida da complexidade do atrator reconstruído. Assim, uma dimensão de correlação maior, significando um atrator mais complexo, representa uma fluidodinâmica microscópica mais complexa na fonte do sinal. A entropia de Kolmogorov, por outro lado, caracteriza as seguintes propriedades: (1) divergência exponencial de trajetórias no atrator ou sensibilidade da fluidodinâmica gás-sólido à pequenas perturbações; (2) a taxa de perda de informações do sistema dinâmico e (3) a previsibilidade do comportamento do fluxo (Grassberger & Procaccia, 1983a e 1983.b; Schouten et al, 1994.a e 1994.b). Um valor positivo da entropia de Kolmogorov é uma

condição necessária para que um sistema seja caótico. Maior entropia significa maior taxa de perda de informação (ou menor previsibilidade) e mostra também forte dependência das pequenas perturbações.

Neste trabalho, as séries temporais de sinais serão utilizadas para descrever a fluidodinâmica microscópica do escoamento gás-sólido nas seções *riser* e *downer* de um LFC utilizando sinais de concentração de sólidos oriundos de uma sonda de fibras ópticas. A partir de então, essas flutuações podem ser interpretadas por análises no domínio do tempo e no espaço de fase (análise de caos). Apesar de flutuações de pressão tenham sido muito utilizadas em estudos de fluidização, elas contêm influências externas e ficam limitadas ao fornecimento de informação global do sistema. Por outro lado, os sinais oriundos de sondas de fibras ópticas fornecem informações mais locais. Além disso, as sondas são simples, criam pouca perturbação no fluxo e tem baixa influência de ruídos (Tayebi et al., 1999).

---

#### 2.4.1 INTRODUÇÃO AO LEITO FLUIDIZADO CIRCULANTE (LFC)

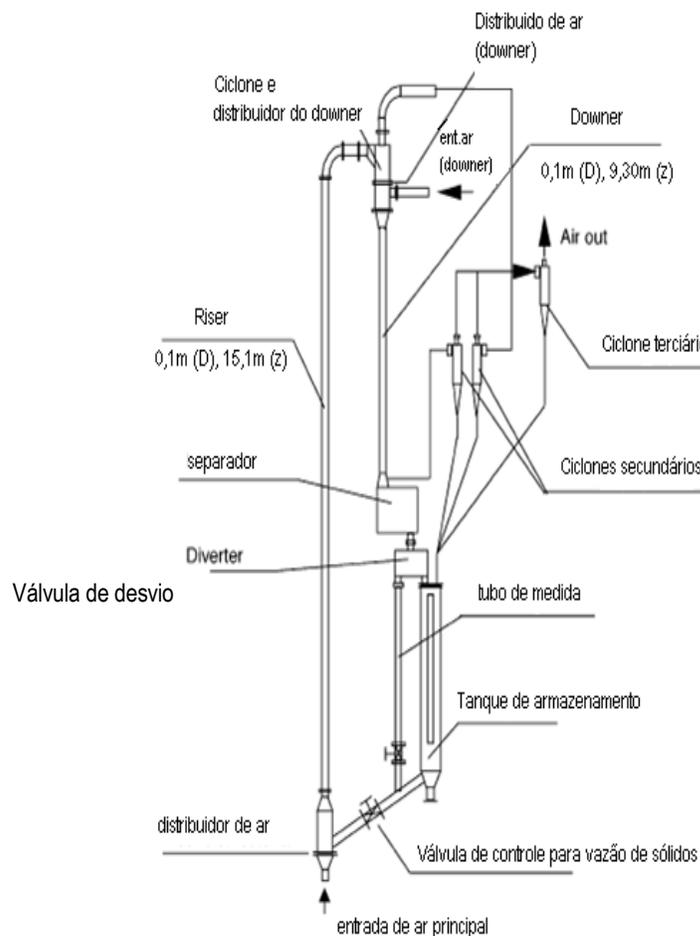
---

Industrialmente, os reatores de leito fluidizado têm sido a base para as reações gás-sólido, conhecidas como reações de catálise heterogênea, nos quais ocorre o contato entre as fases (gás-sólido) através de um fluxo concorrente. A tecnologia de LFCs é utilizada em diversos tipos de indústrias, em particular na petroquímica nos processos de craqueamento catalítico (FCC), uma etapa essencial para o refino do petróleo. Normalmente, as reações de catálise heterogênea são acompanhadas de reações consecutivas e reações laterais, que são bastante indesejadas para o processo. As reações catalíticas gasosas, incluindo o craqueamento catalítico, síntese de Fischer-Tropsch e oxidação do butano, utilizam velocidades de gás relativamente elevadas. Os tempos curtos de contato são necessários também entre o gás e os sólidos tendo em vista as altas taxas de desativação catalítica, assim requerendo altas velocidades de gás. Desta forma, a otimização do processo e sua eficiência estão intimamente relacionadas ao controle das condições operacionais, dentre elas a temperatura, pressão, tempo de residência e as condições fluidodinâmicas do escoamento (Lehner e Wirth, 1999).

O fluxo dos sólidos é um parâmetro relevante no estudo da fluidodinâmica em reatores LFCs. A distribuição radial dos sólidos na coluna é importante no projeto bem sucedido de reatores. A distribuição dos sólidos pode afetar as taxas da reação, a erosão e transferência de calor dentro do reator (Zhu et al., 2005).

Os LFCs de fluxo concorrente vertical são classificados, basicamente, de duas formas: o *riser*, com fluxo ascendente das fases, amplamente usado em FCC e combustão de carvão; e o *downer*, com fluxo descendente das fases, desenvolvido para satisfazer a necessidade do contato rápido entre as fases. Vários estudos têm sido realizados para o aprimoramento da tecnologia de ambos os reatores, mostrando significativas vantagens em relação a outros tipos de reatores de leito fluidizado convencionais (Wei e Zhu, 1996).

Um esquema típico de um reator LFC é apresentado na Figura 2.21, utilizado no estudo de Zhu et al. (2005), para determinação da distribuição de fluxo de sólidos em um *riser*.



**Figura 2.21.** Esquema de um reator LFC (Zhu et al., 2005).

Inicialmente, os sólidos estão situados num tanque de armazenamento. Uma válvula borboleta é utilizada para controlar o fluxo de sólidos no *riser*. Os sólidos escoam do tanque

de armazenamento na região do distribuidor do *riser* onde são fluidizados com ar. A entrada principal de ar do *riser* é composta por uma série de trinta e sete tubos de 13 mm de diâmetro externo, localizados a 30 cm do fundo do *riser*. A suspensão de sólidos é então carregada ao longo do *riser*, em seguida é enviada para um ciclone preliminar. O fundo deste ciclone está conectado a um distribuidor para o *downer*. O ar do *riser* que passa pelo primeiro ciclone é enviado para um par de ciclones secundário e terciário e para um filtro para limpeza adicional antes de ser esgotado à atmosfera. Do distribuidor do *downer*, a suspensão gás-sólido escoar ao longo do *downer*. No fim do *downer*, a suspensão chega a um separador inercial rápido, onde as partículas são separadas. Novamente, o gás é enviado para os ciclones secundário e terciário e filtro. As taxas de fluxo do gás do *downer* e do *riser* podem ser ajustadas independentemente. Os sólidos do separador são retornados ao tanque de armazenamento durante a operação. A válvula de desvio é utilizada para medir o fluxo mássico de sólidos ( $G_s$ ), quando as partículas são enviadas para o tanque de armazenamento, durante um dado intervalo de tempo. Medindo a altura dos sólidos acumulados,  $G_s$  pode ser determinado.

---

## 2.4.2 REATORES DE CRAQUEAMENTO CATALÍTICO EM LEITO FLUIDO (FCC): *RISER* E *DOWNER*

---

### 2.4.2.1 *RISER*

---

Os LFCs nos quais as fases gasosa e particulada têm fluxos ascendentes (*riser*) são largamente utilizados nas indústrias química, metalúrgica e petroquímica. *Risers* têm muitas vantagens sobre os leitos fluidizados borbulhantes e turbulentos convencionais, como alta eficiência de contato gás-sólido e dispersão axial reduzida (Zhang et al., 2001). No entanto, reatores *risers* ainda tem algumas deficiências, tais como o escoamento descendente de sólidos em algumas posições (geralmente próximo à parede) e a formação de *clusters* e a não-uniformidade nos perfis radiais e axiais, reduzindo assim a eficiência de contato gás-sólido e a seletividade da reação. Estas desvantagens podem ser reduzidas em um reator *downer* (Zhu et al., 1995).

A estrutura do escoamento de sólidos em *risers* é muito complexa. *Risers* exibem uma distribuição de fração de sólidos com maior concentração na parte inferior da coluna onde os sólidos são introduzidos (Dudukovic et al., 2006). A fração de sólidos diminui ao longo do *riser* enquanto os sólidos são acelerados pelo fluxo de gás de alta velocidade (Yerushalmi et al,

1976; Bai et al, 1992). Estas zonas são separadas por uma região de transição e, em alguns casos, uma região relativamente densa também pode ser observada na parte superior do leito, dependendo do design da estrutura de saída no topo do *riser* (Bai et al., 1992). Sendo o *riser* longo o suficiente, o escoamento completamente desenvolvido é atingido além de uma determinada altura, correspondendo a uma fração de sólidos que é independente da altura.

Vários estudos forneceram evidências experimentais de que a estrutura radial do escoamento ascendente consiste de duas regiões características: suspensão gás-sólido diluída, preferencialmente sendo ascendente transportada no centro (núcleo) e uma fase densa de aglomerados de partículas, com o escoamento lento de sólidos em fluxo descendente ao longo da parede (anel) (Bader et al, 1988, Bolton e Davidson, 1988; Brereton e Grace, 1993). Esse fenômeno de agregação e conseqüente retromistura acaba comprometendo o desempenho do *riser*, oferecendo uma distribuição não-uniforme de concentração de sólidos, aumentando a distribuição do tempo de residência de particulados (Wei et al., 1995) e, conseqüentemente, elevando o seu tempo de residência médio no equipamento. Tal comportamento não é interessante quando se intentam reações rápidas, evitando reações secundárias, características típicas de processos de craqueamento catalítico (Betoli, 2007).

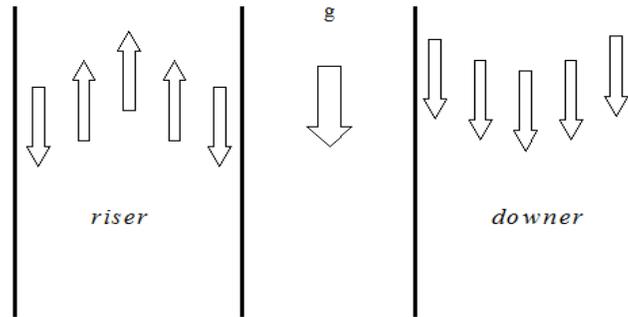
#### 2.4.2.2 DOWNER

---

Os problemas apresentados no item anterior podem ser amenizados pelo uso do sistema em que há o escoamento descendente tanto da fase fluida quanto da particulada (*downer*), no qual ambas as fases escoam na mesma direção da ação gravitacional. Tendo em vista que, no *downer*, a ação da força gravitacional é favorável à direção do escoamento das fases envolvidas no processo (Figura 2.22), tem-se uma distribuição mais uniforme da concentração de catalisador, na direção radial em uma dada seção transversal do equipamento levando, com isso, a menor segregação radial e axial das fases fluida e particulada com a característica de escoamento próxima a de um fluxo empistonado, ocasionando menor distribuição de tempo de residência dos particulados (Wei *et al.*, 1995; Cheng *et al.*, 1999; 2001) quando comparados aos do *riser*.

A estrutura radial do escoamento foi inicialmente relatada sendo dividida em três regiões da seção transversal do *downer* (Zhu et al., 1995): a região diluída central, onde o fluxo de sólidos é geralmente uniforme; uma região densa anular, onde existe máximos fração de sólidos, velocidade de partícula e fluxo de sólidos; uma região de parede, onde a fração de

sólidos, a velocidade das partículas e fluxo de sólidos geralmente diminuem. No entanto, estudos posteriores mostraram que região anular desaparecia e os perfis radiais das variáveis se tornavam parabólicos na zona de escoamento desenvolvido (Berruti et al., 1995).



**Figura 2.22.** Representação do escoamento da fase particulada no riser e downer (Cremasco, 2006).

Com essas propriedades o *downer* é um sério candidato para (Cremasco, 2006): (1) reações muito rápidas em que os intermediários são os produtos desejados, nas quais o contato rápido entre as fases é essencial para prevenir reações secundárias assegurando, com isto, uma boa seletividade; (2) reações em que se espera alta taxa de alimentação sólido-gás, e (3) reações catalisadas em que há rápida perda de ação do catalisador (Cheng et al., 1999). Essas características são particularmente interessantes para os processos que necessitam de breve e uniforme tempo de contato, isto é, craqueamento catalítico em relação ao térmico, craqueamento do óleo residual e pirólise da biomassa (Cheng et al., 2001), como é o caso do processamento de hidrocarbonetos. Este aspecto é de suma importância, pois a tecnologia FCC é a maior e a mais econômica dentro os processos catalíticos no mundo. Dessa maneira, um pequeno aumento na seletividade ou recuperação da gasolina é fundamental para o processo. Nesse aspecto, o *downer* mostra um grande potencial de aplicabilidade industrial em FCC (Wei et al., 1997).

Como pode ser observado, o entendimento da fluidodinâmica é importantíssimo para dominar o processo de FCC e assim garantir o aumento da qualidade do produto. Neste caso, o conhecimento microscópico da fluidodinâmica é necessário para alcançar um melhor entendimento dos reatores *downer* e *riser*. Assim, a análise de caos se mostra como uma ferramenta útil para a investigação de leitos fluidizados porque consideram o comportamento

não-linear do escoamento encontrado nesses reatores. Os parâmetros obtidos podem ser utilizados para, por exemplo, caracterização e identificação da transição de regimes, *scale-up*, controle e monitoramento (van den Bleek et al., 2002).

---

### 2.4.3 ESTUDOS DE CASO EM REATORES LFC

---

No passado, costumava-se avaliar a fluidodinâmica em reatores LFC *risers* com base nos valores médios das variáveis estudadas (por exemplo, queda de pressão, concentração de sólidos e velocidade de partículas) que não consideram o comportamento temporal do reator. Ultimamente, tem-se notado um crescimento nessa área de pesquisa onde se leva em conta o comportamento temporal desses reatores. Para isso, medidas adequadas de grandezas fundamentais, como por exemplo, a concentração local de sólidos, são obtidas por instrumentos de amostragem, como é o caso da sonda de fibras ópticas, gerando séries temporais de sinais que podem ser analisadas utilizando diversas ferramentas.

Embora novas técnicas de análises de dados estejam sendo desenvolvidas para o estudo da complexa fluidodinâmica gás-sólido em LFCs, as técnicas mais aplicáveis são as estatísticas (domínio do tempo) (p. ex., Issangya et al., 2000, Zhu e Yan, 2004), espectral (domínio da frequência) (p. ex., Johnsson et al., 2000) e a análise de caos (espaço de fase) (p. ex. Vander Stappen et al., 1993.b; Marzochella et al., 1997; Manyele et al., 2003, 2006, Wu et al., 2007).

Nesta Tese, a dependência da concentração de sólidos com o tempo será avaliada no domínio do tempo e no espaço de fase pela análise de caos. Esta técnica leva em consideração o comportamento não-linear do escoamento em leito fluidizado (Bai et al., 1999 e 1997, Fuller et al., 1996). A técnica tem sido desenvolvida e estendida para os estudos da fluidodinâmica de LFCs a partir de sinais de pressão e de concentração (ou porosidade) de sólidos. No entanto, a maioria dos estudos utilizaram sinais de pressão (Vander Stappen et al, 1993.b; Marzochella et al, 1997; Schouten et al, 1999) com pouca atenção para as flutuações locais de sinais de concentração.

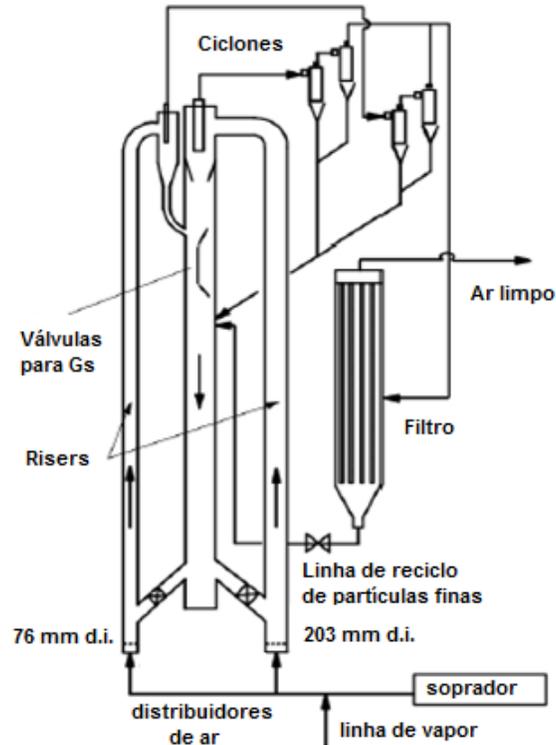
Alguns estudos realizados que contextualizam o tema desta Tese, ou seja, avaliação da fluidodinâmica em reatores *downer* e *riser* de LFC por meio de sinais de concentração, serão apresentados a seguir, dando um enfoque maior à análise de caos. A Tabela 2.2 apresenta

alguns estudos importantes realizados nessa linha de pesquisa, com os respectivos materiais utilizados, condições de operação e os tipos de sinais analisados.

**Tabela 2.2.** Exemplos de estudos realizados em LFCs utilizando análise de caos

Referência	Partículas sólidas			$u_0$ (m.s <sup>-1</sup> )	$G_s$ (kg.m <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> )	Sinal utilizado
	Material	$D_p$ (μm)	$\rho_p$ (kg.m <sup>-3</sup> )			
Kim et al. (2008)	FCC	70	1740	3 - 11	7 - 300	Pressão diferencial
Wu et al. (2007)	FCC	67	1500	3,5 - 10,0	50 - 200	Conc. sólidos (fibras ópticas)
Manyele et al. (2006)	FCC	67	1500	5,5 - 10,0	100 - 550	Conc. sólidos (fibras ópticas)
Ohara et al. (1999)	FCC	66	890	1,2 - 2,35	8 - 20	Porosidade
Bai et al. (1999)	FCC	70	1600	6 - 8	82 - 425	Pressão diferencial
Cheng et al. (1998)	FCC	54	1398	1 - 7	20 - 50	Conc. sólidos (fibras óptica)
Lu et al. (1997)	FCC	75	1560	< 3,0	< 22,4	Densimetria de raio- $\gamma$ , pressão diferencial
Marzocchella et al. (1997)	FCC	85	2540	3.4 - 4.1	3 - 32	Pressão diferencial
Vander Stappen et al. (1993.b)	areia	266	2600	3,3 - 4,5	2,5 - 12	Pressão diferencial
Presente trabalho	FCC	80	901	0,08 - 0,65	< 8,42 m/s	Sonda de fibras ópticas

Manyele et al. (2006) avaliaram a fluidodinâmica caótica em um *riser* de um LFC operando em condições densas ( $G_s > 200\text{kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ ) por meio de sinais de fibras ópticas. O estudo foi conduzido utilizando uma configuração de LFC consistindo de dois *risers* longos de 10 m de comprimento. Ambos (com 0,076 m e 0,203 m de diâmetro interno) são conectados ao mesmo *downer* (com 0,320 m de diâmetro interno), como ilustra a Figura 2.23. Os sólidos que circulam são catalisadores de FCC, com um diâmetro médio de 67 μm e massa específica de 1500 kg/m<sup>3</sup>. A concentração de sólidos local foi medida utilizando uma sonda de fibra óptica do tipo reflexiva. A taxa de amostragem utilizada foi de 970 Hz por um tempo de 30 s.

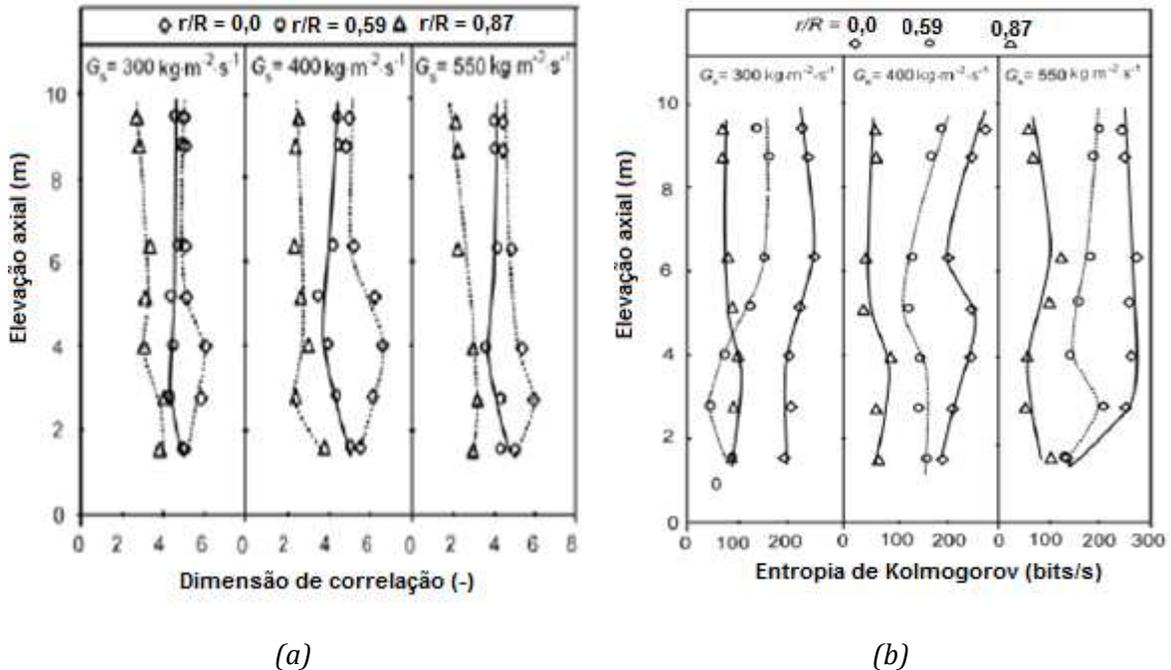


**Figura 2.23.** Esquema do LFC com dois risers (Manyele et al., 2006).

A Figura 2.24 apresenta os perfis axiais da dimensão de correlação e de entropia de Kolmogorov, respectivamente, quando o riser é operado a uma velocidade superficial de gás ( $u_0$ ) constante de 8,0 m/s. Os sinais de concentração registrados no centro do riser,  $r/R = 0$ , mostram uma variação de concentração de sólidos mais complexa com maiores valores de dimensão de correlação,  $D$ . Nesta região,  $D$  aumenta com a altura,  $Z$ , até a seção de transição e depois diminui conforme se aproxima do topo. Próximo à parede,  $D$  diminui lentamente com a elevação axial. Na região intermediária, a dimensão de correlação diminui inicialmente, atingindo um mínimo na zona de transição, e depois aumenta de acordo com a elevação axial.

Semelhante à dimensão de correlação, os valores de entropia de Kolmogorov,  $K_{ML}$ , são mais baixos próximo à parede e mais elevados no centro. Para as condições densas estudadas pelos autores, o aumento do fluxo de sólidos,  $G_s$ , com velocidade de gás constante resulta em maiores valores de  $K_{ML}$  com perfis axiais menos uniformes. Ou seja, o escoamento com fluxo elevado de sólidos se torna menos previsível e intermitente. Para condições diluídas ( $G_s < 200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ), os autores verificaram que o oposto acontece: o aumento de  $G_s$  com velocidade de gás constante resulta em menores valores de  $K_{ML}$ . De acordo com Manyele et al. (2006), em

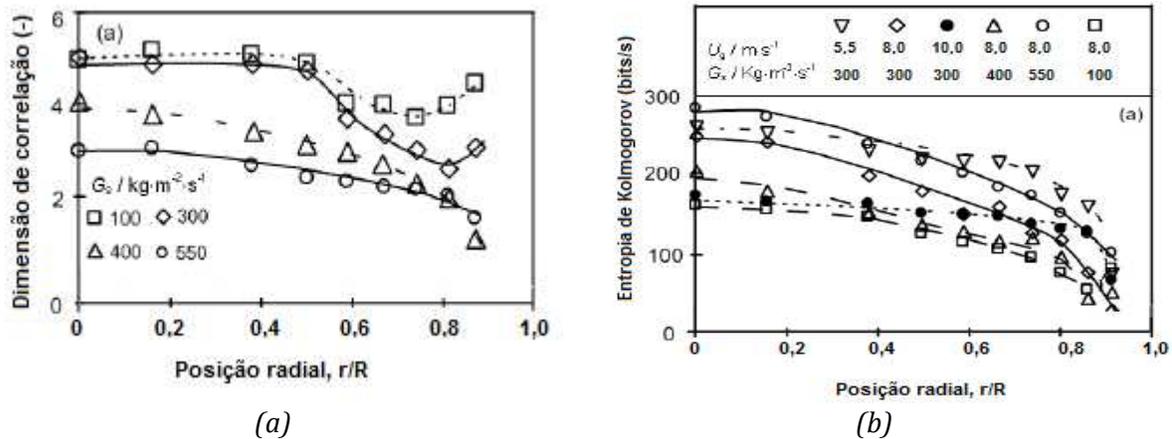
geral, os perfis de  $K_{ML}$  são menos uniformes do que os perfis de  $D$ , indicando que  $K_{ML}$  é um parâmetro mais sensível.



**Figura 2.24.** Perfis axiais de (a) dimensão de correlação,  $D$ , e (b) entropia de Kolmogorov,  $K_{ML}$ , para três fluxos de sólidos crescentes à velocidade superficial de gás constante, em três posições radiais (Manyele et al., 2006).

Manyele et al. (2006) também determinaram os perfis radiais da dimensão de correlação e de entropia de Kolmogorov para o aumento do fluxo de sólidos a uma velocidade constante de gás ( $u_0 = 8,0$  m/s) na seção de escoamento totalmente desenvolvido,  $Z = 6,34$  m. A Figura 2.25 apresenta estes resultados.

Os resultados mostram que a dimensão de correlação diminui com o aumento da distância em relação centro do riser. Isto porque, sob condições diluídas, que prevalecem no centro, as partículas têm graus de liberdade elevados, levando a variações de concentração de sólidos mais complexas no riser. As fases diluída e a densa (predominada por *clusters*) têm diferentes propriedades fluidodinâmicas e, portanto, diferentes dimensões (com a fase diluída sendo mais complexa em termos de variações no tempo, enquanto na fase densa a concentração de sólidos é elevada, apresentando menor correlação dimensão). Como a fase densa domina a região da parede, a dimensão de correlação é baixa nesta posição.



**Figura 2.25.** Perfis radiais de (a) dimensão de correlação e (b) entropia de Kolmogorov para fluxos de sólidos crescentes à velocidade superficial de gás constante, na zona de escoamento desenvolvido (Manyele et al., 2006).

A Figura 2.25 (a) mostra que  $D$  diminui com o aumento da  $G_s$  em toda seção transversal, devido ao aumento da concentração de sólidos. Para baixas concentrações, a variação da fração de sólidos,  $\varepsilon_s$ , com o tempo é mais rápida e complexa, devida também à turbulência do gás.

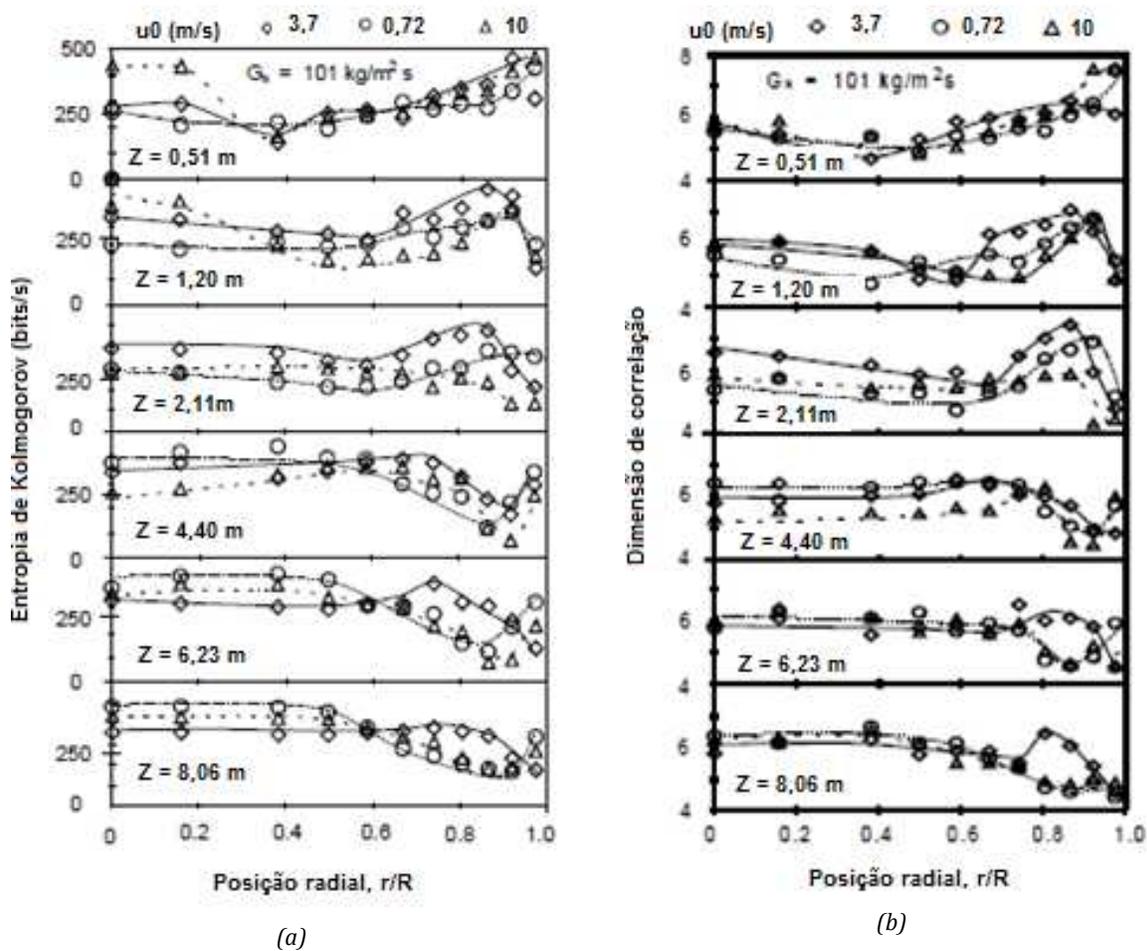
Similar aos perfis de  $D$ , os autores observaram menores valores de  $K_{ML}$  perto da parede. Segundo os autores, o fato de  $K_{ML}$  ser baixo nesta região pode ser explicado com base na influência dos *clusters* nas variações da concentração de sólidos no tempo. As fases diluída e densa resultam em diferentes estruturas espaciais no atrator. A fase diluída leva à menores separações entre pontos no atrator em comparação com a fase densa.

Entretanto, os resultados mostram que apesar do fluxo de sólidos ser elevado, o valor de  $K_{ML}$  é maior. Isso pode ser atribuído à instabilidade dos *clusters* quando o tamanho excede o máximo, fazendo com que os mesmos se dividam mais rapidamente, levando a maiores oscilações na concentração de sólidos, e, portanto, valores altos de  $K_{ML}$ .

Manyele et al. (2003), estudaram a fluidodinâmica de um reator *downer* utilizando sinais de concentração por meio de diversas análises, incluindo a de caos. A unidade LFC utilizada consiste de um *downer* diâmetro interno de 0,10 m e 9,3 m de altura e um *riser* de 15,1 m de altura com o mesmo diâmetro. Trata-se do mesmo LFC representado na Figura 2.22. Os sólidos utilizados foram catalisadores de FCC, com um diâmetro médio de 67  $\mu\text{m}$  e

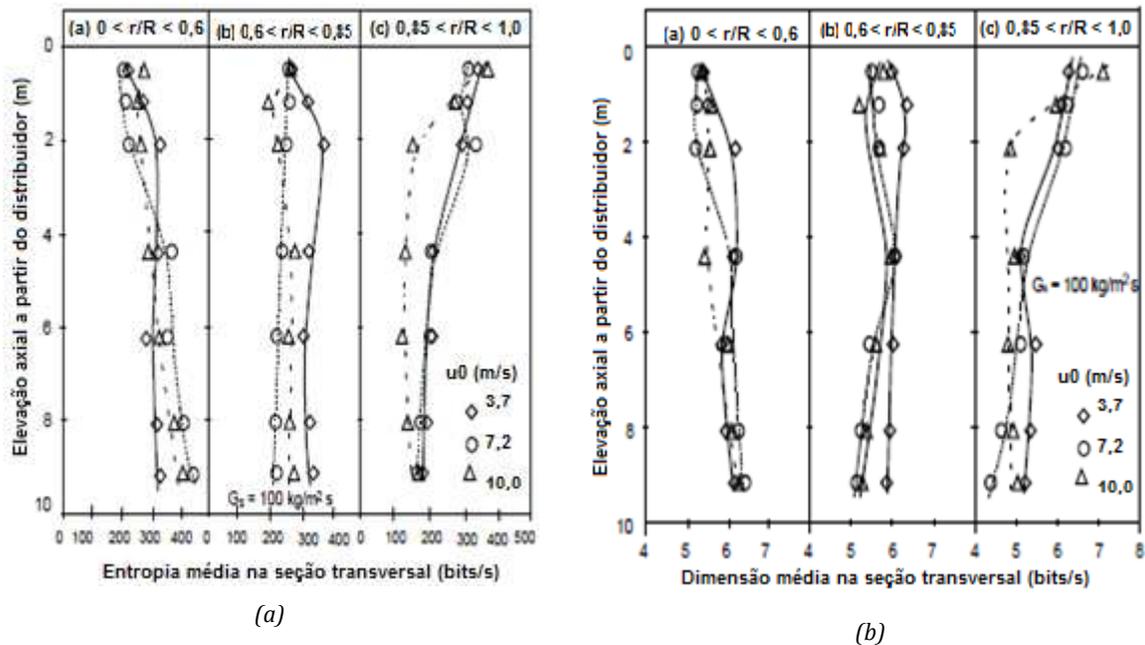
uma massa específica de  $1500 \text{ kg/m}^3$ . A concentração de sólidos local foi medida utilizando uma sonda de fibra óptica do tipo reflexiva. A taxa de amostragem utilizada foi de  $970 \text{ Hz}$  por um tempo de  $30 \text{ s}$ .

Os perfis radiais de  $K_{ML}$  e  $D$  em seis elevações axiais e três condições de operação são representados na Figura 2.26. Os perfis de  $D$  têm regiões semelhantes aos de  $K_{ML}$ . Na seção de escoamento plenamente desenvolvido ( $Z = 4,40 \text{ m}$ ), os perfis de  $D$  mantiveram-se estáveis no centro e menor perto da parede, onde há baixa turbulência de gás e alta concentração de sólidos. Ou seja, o escoamento gás-sólido torna-se menos caótico com o aumento da concentração de sólidos. De acordo com os autores, isto ocorre devido ao fato de que a presença de sólidos na corrente de gás reduz a quantidade de turbulência e complexidade do escoamento.



**Figura 2.26.** Perfis radiais de (a) entropia de Kolmogorov e (b) dimensão de correlação para diferentes velocidades superficiais de gás ( $u_0$ ) com  $G_s = 101 \text{ kg/(m}^2\cdot\text{s)}$  (Manyele et al., 2003).

A Figura 2.27 mostra os perfis axiais dos valores médios de  $K_{ML}$  e  $D$ , nas três regiões encontradas ao longo do raio: região central diluída ( $0 < r/R < 0,6$ ); região intermediária ( $0,6 < r/R < 0,85$ ) e região densa, dominada por *clusters* na parede ( $0,85 < r/R < 1,0$ ).



**Figura 2.27.** Perfis axiais de (a) entropia de Kolmogorov e (b) dimensão de correlação para diferentes velocidades superficiais de gás ( $u_0$ ) com  $G_s = 101 \text{ kg/m}^2/\text{s}$  (Manyele et al., 2003).

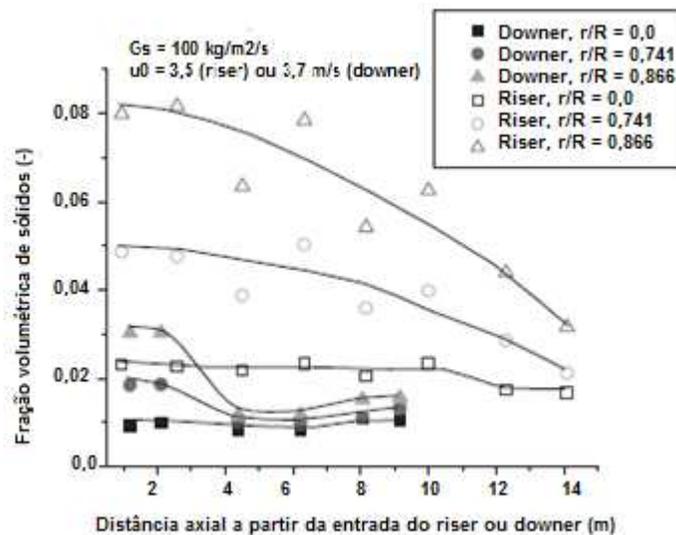
No centro, os valores de  $K_{ML}$  são inicialmente baixos e aumentam com  $Z$ , especialmente quando se utiliza altas velocidades de gás. Isso mostra que o escoamento gás-sólido no núcleo torna-se menos uniforme e menos previsível em direção à base do *downer*. Na região central,  $K_{ML}$  manteve-se relativamente a mesma na seção de escoamento plenamente desenvolvido, exibindo um pequeno efeito de entrada. Na região da parede, no entanto, o valor de  $K_{ML}$  diminuiu rapidamente e permaneceu relativamente constante em alturas superiores a 4,40 m. Entende-se então que, na região da parede, o escoamento torna-se mais uniforme e mais previsível na seção de escoamento plenamente desenvolvido.

Os perfis axiais de dimensão de correlação apresentaram resultados similares. Os menores valores de  $D$  e  $K_{ML}$  na região central na entrada do *downer* também ocorrem devido à alta e uniforme concentração, pois nesta seção os jatos de sólidos provenientes dos tubos distribuidores ainda não se misturam com o gás. Mais abaixo na coluna, as fases sólida e

gasosa tornam-se se misturam conforme o escoamento se desenvolve, resultando em valores gradualmente menores  $D$  e  $K_{ML}$ .

Wu et al. (2007) utilizaram sinais de concentração de sólidos oriundos de sonda de fibras ópticas num sistema *riser-downer*, exatamente o mesmo apresentado na Figura 2.21. A fase particulada compreende catalisadores de FCC com diâmetro médio de  $67 \mu\text{m}$  e massa específica de  $1599 \text{ kg/m}^3$ , e a fase fluida é o ar ambiente. Para comparar a fluidodinâmica e a estrutura do escoamento nesses reatores, os autores utilizaram análises estatísticas e de caos.

O desenvolvimento axial do escoamento no sistema de *riser-downer* foi estudado utilizando a concentração de sólidos média na seção transversal (Figura 2.28). Os autores constataram que o desenvolvimento axial foi mais rápido na região central do que na parede, para ambos *riser* e *downer*. A concentração de sólidos no *downer* foi muito menor em comparação ao *riser*, para as condições de operação analisadas.



**Figura 2.28.** Desenvolvimento axial do escoamento no riser e no downer utilizando concentração de sólidos médias, para  $G_s = 100 \text{ kg/m}^2/\text{s}$  e  $u_0 \approx 3,6 \text{ m/s}$  (Wu et al., 2007).

A Figura 2.29 apresenta os perfis axiais de dimensão de correlação e entropia de Kolmogorov no *riser* e *downer*. Os valores de  $K$  variaram mais significativamente ao longo do raio do *downer* do que no *riser* devido ao escoamento diluído e mais rápido no *downer*. Para o *downer*, na região da parede, os valores de  $K$  são maiores se comparados aos do *riser*. Na região de parede do *downer*, a formação e quebra de *clusters* são mais frequentes que no *riser*. Os perfis axiais de  $D$  são similares aos de  $K$ , exceto perto da parede na seção de

desenvolvimento (ou zona de aceleração). Segundo os autores, houve um comportamento cíclico forte devido a grandes *clusters* na região da parede nesta seção, que causou um comportamento mais periódico na série temporal (Figura 2.30), portanto, resultando numa baixa dimensão de correlação.

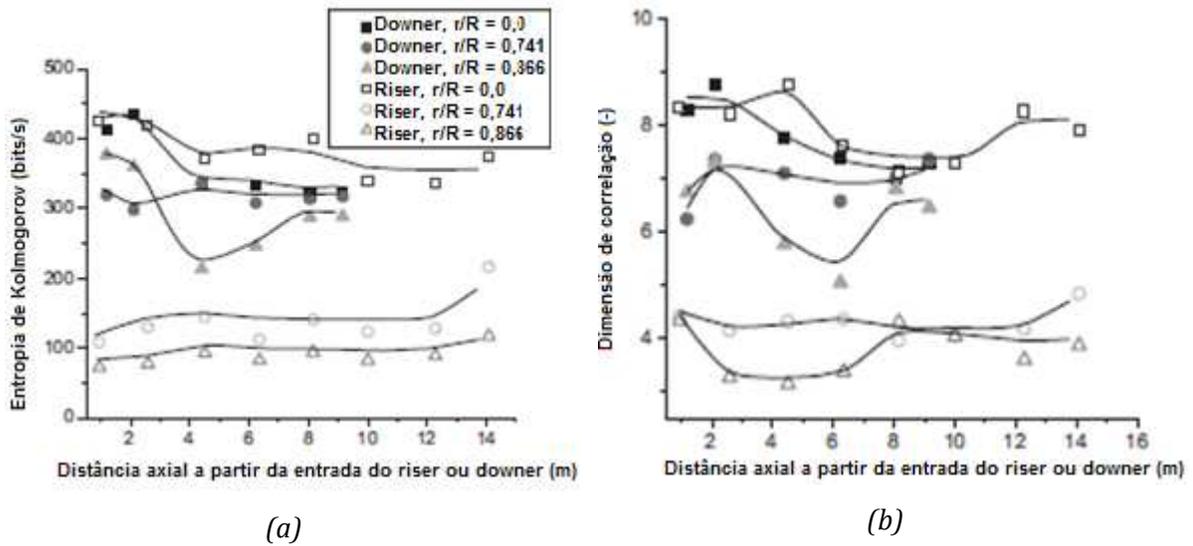


Figura 2.29. Desenvolvimento axial do escoamento no riser e no downer examinados por (a) entropia de Kolmogorov e (b) dimensão de correlação, para  $G_s = 100 \text{ kg/m}^2/\text{s}$  e  $u_0 \approx 3,6 \text{ m/s}$  (Wu et al., 2007).

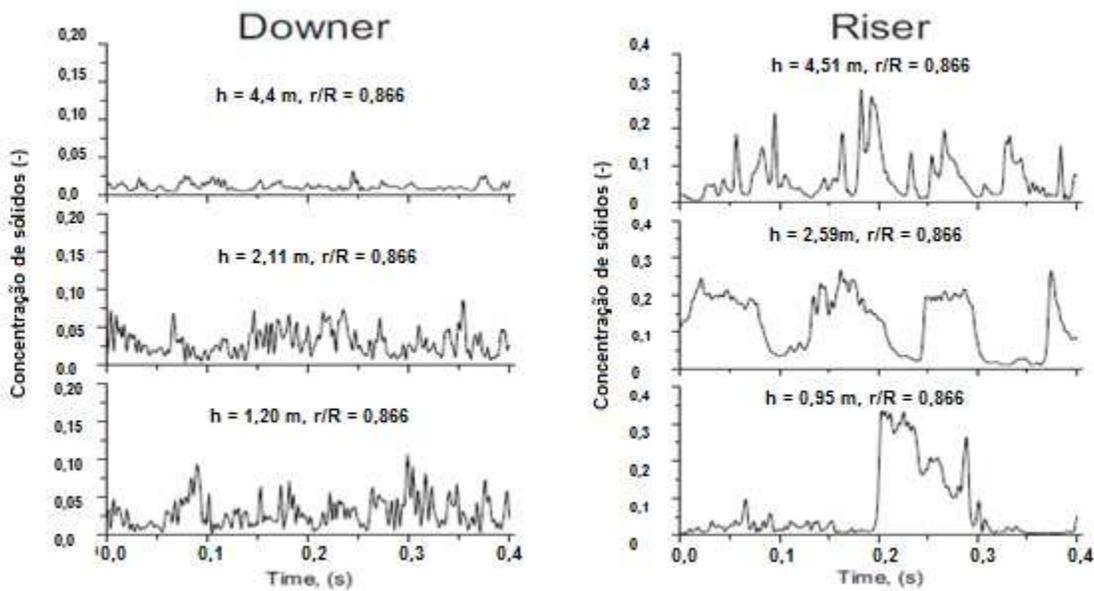
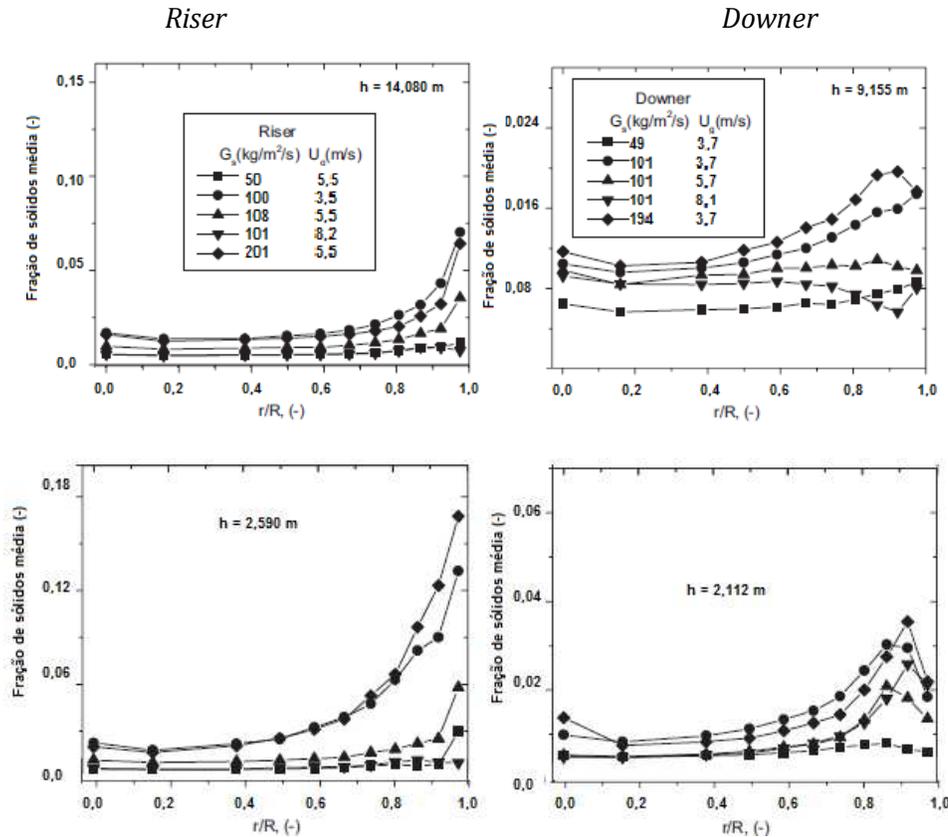


Figura 2.30. Séries temporais de concentração de sólidos para  $G_s = 100 \text{ kg/m}^2/\text{s}$  e  $u_0 = 3,6 \text{ m/s}$  nas regiões de desenvolvimento do downer e do riser (Wu et al., 2007).

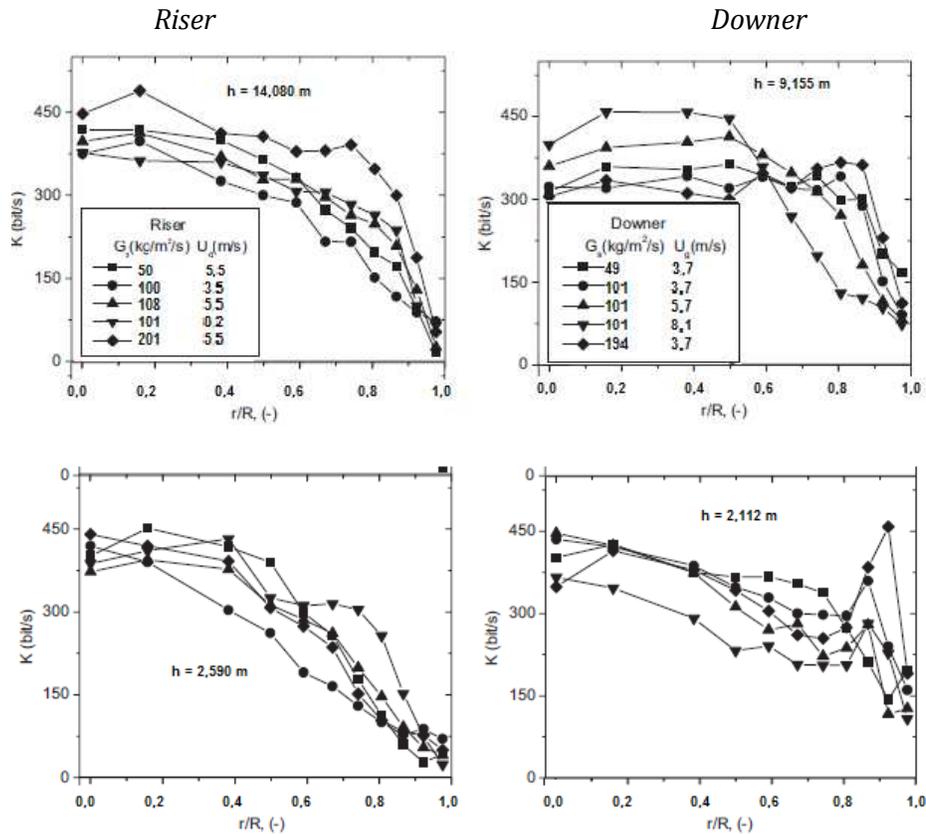
Os perfis radiais de concentração de sólidos, entropia de Kolmogorov e dimensão de correlação de dois níveis axiais selecionados no *riser* e no *downer* são apresentados nas Figuras 2.31-2.33. Quanto à concentração de sólidos (Figura 2.31), Wu et al. (2007) encontraram perfis planos no centro em ambos *riser* e *downer*. A concentração de sólidos aumentou bruscamente perto da parede, formando um máximo exatamente na parede, no caso *riser*. Para o *downer*, os perfis radiais variaram significativamente ao longo do eixo.



**Figura 2.31.** Perfis radiais de concentração de sólidos no riser e no downer (Wu et al., 2007).

No caso do *downer*, os perfis de  $K$  (Figura 2.32) geralmente mostraram a região central com um perfil plano de entropia, decrescendo em direção à parede, exceto na seção de entrada. A região central plana de  $K$  indica escoamento relativamente uniforme. Correspondente ao pico de concentração de sólidos na área anular do *downer*, numa altura  $Z = 2,112$  m,  $K$  alcançou um valor máximo local, devido ao comportamento intermitente de *clusters* com diferentes tamanhos e partículas dispersas. No *riser*, foi encontrada uma região central com valores de  $K$  relativamente elevados, devido ao fluxo de partículas dispersas. O

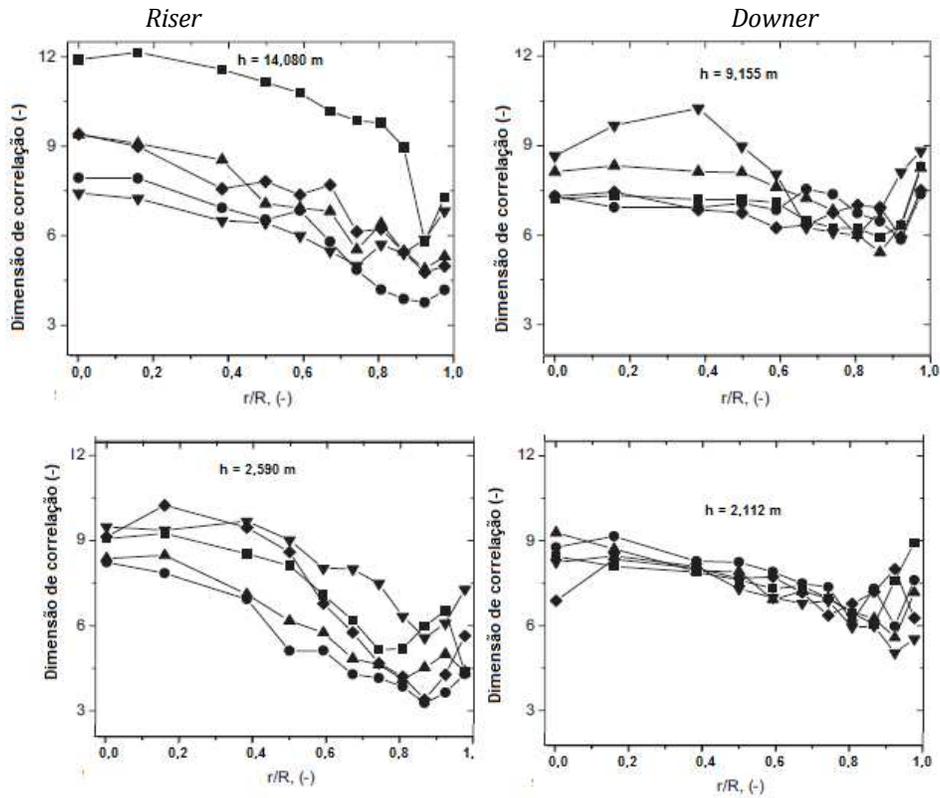
valor de  $K$  manteve-se diminuindo em direção à parede devido ao comportamento do fluxo mais regular de grandes *clusters* nas regiões anular e junto à parede do riser.



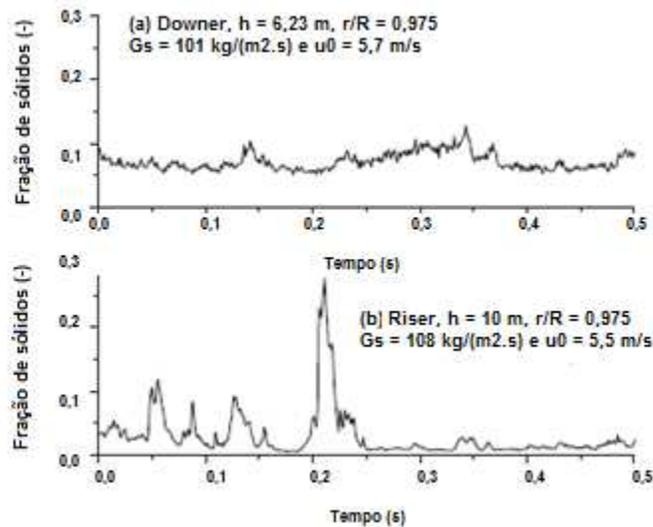
**Figura 2.32.** Perfis radiais de entropia de Kolmogorov, estimadas a partir de sinais de concentração de sólidos medidos no riser e no downer (Wu et al., 2007).

Os perfis de dimensão de correlação sob diferentes condições de operação (Figura 2.33) apresentaram formas semelhantes nos diferentes níveis axiais, tanto no riser quanto no downer. Uma região central plana nos perfis de  $D$  indica um escoamento mais uniforme no downer. Segundo Wei et al. (2007), o aumento de  $D$  em direção à parede do riser ocorre devido comportamento intermitente de grandes aglomerados de partículas nesta região (ver Figura 2.34).

No caso do downer, o aumento de  $D$  em direção à parede ocorre provavelmente devido ao escoamento complexo de pequenos *clusters* e partículas dispersas, e à redução do comportamento cíclico de *clusters* de tamanhos elevados.



**Figura 2.33.** Perfis radiais de dimensão de correlação, estimadas a partir de sinais de concentração de sólidos medidos no riser e no downer (Wu et al., 2007).

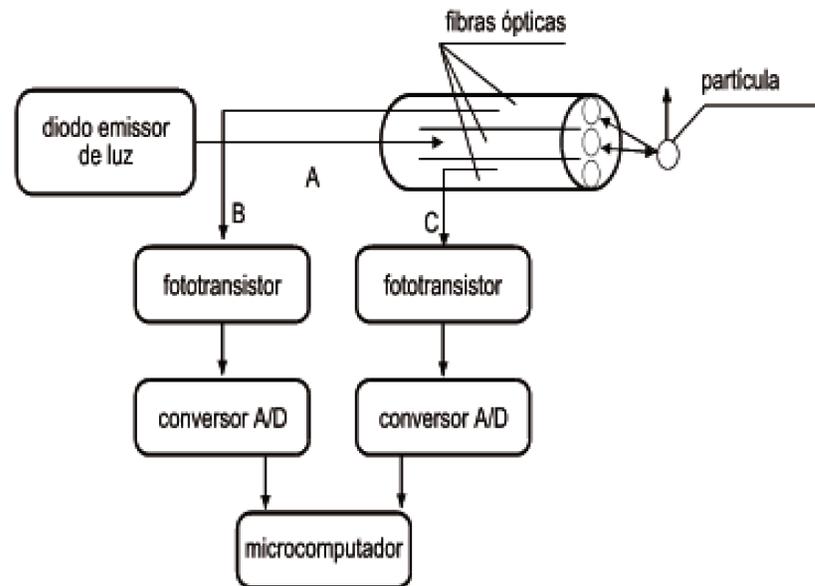


**Figura 2.34.** Séries temporais de concentração de sólidos na região de parede do riser e do downer (Wu et al., 2007).

## 2.5 A TÉCNICA DE SONDA DE FIBRAS ÓPTICAS

A sonda de fibras ópticas é uma técnica intrusiva em que se detecta a luz refletida a partir da superfície de uma partícula ou aglomerados de partículas em movimento. Encontra-se a sua aplicação em diversas tecnologias em sistemas particulados, tais como na determinação de características da fluidodinâmica em leito fluidizado (Choi e Kim, 1991; Kimura *et al.*, 1994; Werther, 1999; Schweitzer *et al.*, 2001); em leito fluidizado rápido (Li *et al.*, 1995); em leito fluidizado circulante (Koenigsdorff e Werther, 1995; Bergougnoux *et al.*, 1999; Liu *et al.*, 2003; Magnusson *et al.*, 2005, Wu *et al.*, 2007); em leito de jorro (Uemaki e Tsuji, 1992; Pianarosa *et al.*, 2000; Olazar *et al.*, 2001); em leito de jorro cônico (San José *et al.*, 2005); na tecnologia FCC (Schlichthaerle e Werther, 1999; Cui e Chaouki, 2004); na tecnologia FCC-riser (Wei *et al.*, 1998; Issangya *et al.*, 2000; Manyele *et al.*, 2006, Wu *et al.*, 2007; Castilho e Cremasco, 2009); e na tecnologia FCC-downer (Sobocinski *et al.*, 1995, Manyele *et al.*, 2003).

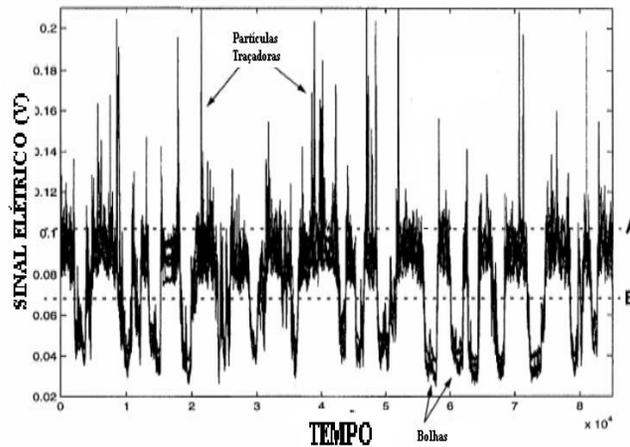
Um esquema de fibra óptica é mostrado na Figura 2.35.



**Figura 2.35.** Esquema de funcionamento de uma sonda de fibra óptica (Cremasco, 2006).

Para este caso, a sonda é constituída de três fibras ópticas, sendo a fibra central, A, utilizada para iluminar uma partícula em movimento, enquanto as outras duas, B e C, são dirigidas para receber a luz refletida das partículas para cada foto-transistor. As partículas ao circularem perto do cabeçote da sonda refletem a luz emitida por uma fibra central (fibra A da

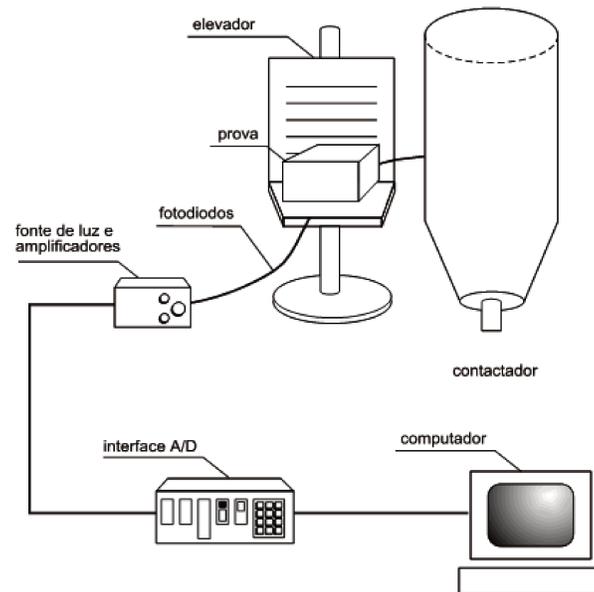
Figura 2.35). A luz refletida é coletada sucessivamente por duas fibras laterais (fibras B e C da Figura 2.35), sendo enviada para dois canais analógicos. Os sinais passam através de um amplificador. Uma fonte envia a luz para uma fibra emissora, e um filtro controla a intensidade do raio. Uma interface analógico/digital envia os dados para um computador de modo a processá-los. A luz refletida é convertida em sinal elétrico, conforme pode ser observado na série temporal apresentada na Figura 2.36. Convém salientar que, segundo Olazar et al. (2001), a intensidade de luz refletida pelas partículas que atravessam o campo de atuação da fibra óptica depende das características do particulado (composição, diâmetro e/ou distribuição de diâmetros) e da fração de vazios do leito.



**Figura 2.36.** Sinais oriundos de uma sonda de fibra óptica (Tayebi, 1999).

Esse tipo de sonda pode ser posicionada tanto radialmente quanto axialmente por meio de um dispositivo a ela acoplado, inserindo-a no equipamento no qual há o escoamento das fases fluida e particulada, como ilustra a Figura 2.37. Esse dispositivo posiciona a sonda em um orifício a certa altura do equipamento, inserindo-a radialmente a partir da parede do aparato experimental. Gradações na sonda permitem inseri-la em diversas distâncias radiais no equipamento onde há o escoamento multifásico (Cremasco 2006).

As partículas ao circularem perto do cabeçote da sonda, refletem a luz emitida por uma fibra central. A luz refletida é coletada sucessivamente por duas fibras laterais, sendo enviada para dois canais analógicos. Os sinais passam através de um amplificador de sinais. Uma fonte envia a luz para uma fibra emissora, e um filtro controla a intensidade do raio. Uma interface analógico/digital envia os dados para um computador de modo a processá-los.



**Figura 2.37.** Dispositivo para experimentos utilizando-se fibra óptica (Cremasco, 2006).

---

# CAPÍTULO 3

---

## MATERIAIS E MÉTODOS

---

---

*Os experimentos foram realizados na Unidade Multipropósito para Craqueamento Catalítico, que se encontra no Laboratório de Processos em Meios Porosos (LPMP) do Departamento de Termofluidodinâmica (DTF), da Faculdade de Engenharia Química (FEQ), da Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP). A unidade em questão refere-se a um sistema de leito fluidizado circulante.*

*Neste capítulo, a seção “Materiais” destina-se à descrição dos materiais e dos equipamentos (unidade de LFC e sistema de medição de sinais) utilizados para a realização dos experimentos. A estratégia adotada para a condução dos experimentos no LFC, assim como as condições de operação utilizadas são apresentadas na seção “Métodos”.*

### 3.1 MATERIAIS

Os experimentos foram realizados com sistema de contato fluido-sólido, sendo a fase fluida o ar ambiente e a fase particulada o catalisador de FCC. As características físicas do catalisador estão apresentadas na Tabela 3.1.

**Tabela 3.1.** Resultados de análises de propriedades físicas do catalisador de FCC (Betioli, 2007).

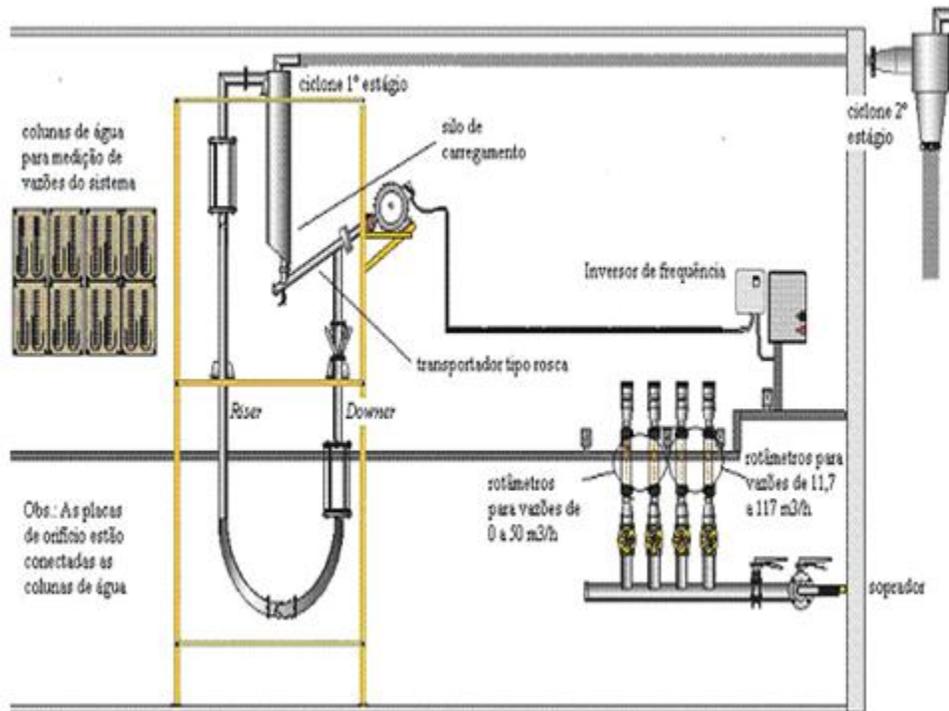
Material	Massa específica aparente (g/cm <sup>3</sup> )	Massa específica absoluta (g/cm <sup>3</sup> )	Diâmetro médio de partícula (µm)	Diâmetro médio de poro (µm)	Porosidade
Catalisador FCC	0,9017	2,4877	79,65 ± 1,30	0,0966	0,6375

Os equipamentos utilizados para a determinação de tais propriedades foram: picnômetro automático a gás (*AccuPyc 1330*, fabricado pela Micromeritics Instrument Corporation), porosímetro de mercúrio (*AutoPore III 9400*, produzido pela Micromeritics Instrument Corporation) e analisador de tamanho de partículas por difração a *laser* (*Mastersizer S*, modelo S-MAM 5005 da marca Malvern).

#### 3.1.1 EQUIPAMENTO EXPERIMENTAL

A Figura 3.1 apresenta um esquema da Unidade Multipropósito do LPMP/FEQ/UNICAMP. Esta é composta de: soprador, que fornece uma vazão máxima de 3,9 m<sup>3</sup>/min e pressão de 3600 mmca; *riser*; *downer*; ciclone 1º estágio; ciclone 2º estágio; silo de carregamento; transportador tipo rosca sem fim, que fornece uma vazão máxima de catalisador de 3,5 kg/min; inversor de frequência, com rotação máxima de 60 rpm; rotâmetros para vazões de 11,7 a 117 m<sup>3</sup>/h; rotâmetro para vazões de 0 a 50 m<sup>3</sup>/h; placas de orifício localizadas nas linhas de alimentação de gás conectadas à colunas de água para medição de vazões no *riser*; manômetros em U, utilizando água como fluido manométrico. A alimentação de ar encontra-se em paralelo à alimentação de sólidos, na entrada do *downer*. A alimentação de ar é conectada ao soprador por tubos flexíveis. Dada a preocupação de minimizar a emissão de particulados no ambiente, optou-se pela instalação de mais um

ciclone. Para a alimentação dos sólidos, está disposto um alimentador tipo parafuso, e uma tubulação em “U” conecta o *downer* ao *riser*. A seção *riser* tem as seguintes dimensões: 2,42 m de comprimento e 0,082 m de diâmetro interno. A seção *downer* tem 0,85 m de altura e o mesmo diâmetro interno.



**Figura 3.1.** Esquema da Unidade Multipropósito do LPMP/FEQ/UNICAMP.

As configurações do sistema apresentadas acima o diferenciam dos demais estudos apresentados na literatura. Como descrito, o LFC utilizado neste capítulo é de escala laboratorial, tem alimentação de sólidos e de ar paralelas na seção *downer* e também apresenta uma configuração de saída do tipo abrupta na seção *riser*, como será mostrada detalhadamente a seguir. Com o objetivo de comparar o sistema aqui utilizado com os encontrados na literatura, a Tabela 3.2 apresenta as configurações dos sistemas LFC utilizados em importantes estudos sobre a fluidodinâmica nesses tipos de reatores. A seção *riser* e *downer* da Unidade Multipropósito podem ser visualizadas na Figura 3.2.

Uma característica fundamental do sistema utilizado é a alimentação de sólidos que é dada em paralelo à alimentação de gás (ar ambiente) na entrada do *downer* (Figuras 3.3 e 3.4). O escoamento sólidos mais gás escoam no *downer*, passa pela curva em “U” e então atinge a

seção *riser*. A curva em “U” tem 0,082m de diâmetro e 1,20m de comprimento (Figura 3.5). A saída da seção *riser* apresenta uma configuração do tipo abrupta, conforme apresentada na Figura 3.6. Neste aspecto, não se trata de uma configuração clássica se diferenciando dos trabalhos listados na Tabela 3.2.



*riser*



*downer*

**Figura 3.2.** Seções (a) *riser* e (d) *downer* da Unidade Multipropósito do LPMP/FEQ/UNICAMP.

**Tabela 3.2.** Exemplos de configurações utilizadas no estudo da fluidodinâmica de LFCs.

Referência	Altura do riser (m)	Diâmetro interno (m)	Local da alimentação de sólidos	Configuração de saída
Kim et al. (2008)	4,5	0,05	base do riser	suave e abrupta
Wu et al. (2007)	15,1	0,10	base do riser	suave
Manyele et al. (2006)	10,0	0,76	base do riser	suave
Ohara et al. (1999)	10,0	0,10	base do riser	suave
Bai et al. (1999)	3,0	0,097	base do riser	abrupta
Cheng et al. (1998)	8	0,186	base do riser	abrupta
Lu et al. (1997)	6,6	0,075	início da curva em U	suave
Marzocchella et al. (1997)	2,77	0,030	base do riser	suave
Vander Stappen et al. (1993.b)	2,77	0,030	base do riser	suave
Presente trabalho	2,42	0,082	entrada do downer	abrupta



**Figura 3.3.** Alimentações de sólidos e de ar no downer (1 – reservatório de sólidos; 2 – alimentador de sólidos; 3 – motor do alimentador de sólidos; alimentação do downer; 4 – alimentador do ar ao downer).



**Figura 3.4.** *Detalhe do alimentador de ar (dispositivo de 4 bicos).*



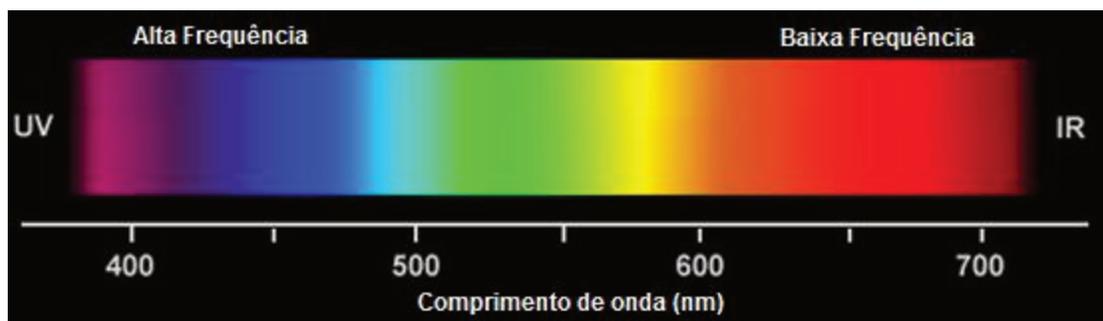
**Figura 3.5.** *Curva em "U", que une o downer e o riser da Unidade Multipropósito.*



**Figura 3.6.** *Saída abrupta da seção riser da Unidade Multipropósito.*

### 3.1.2 SISTEMA DE MEDIÇÃO DE SINAIS

Para a realização de medidas de sinais elétricos de concentração na seção *riser* da Unidade Multipropósito, dispôs-se de um sistema de medição que consiste de uma fonte de luz perto da faixa do ultravioleta (UV), mais especificamente 405 nm (violeta). Alguns materiais quando expostos a este comprimento de onda têm o efeito de luminescência, emitindo, por exemplo, verde/amarelo (555 – 585 nm), além de refletir o próprio comprimento de onda. A Figura 3.7 representa a relação entre cor e comprimento de onda.



**Figura 3.7.** *Relação entre cor e comprimento de onda.*

A sonda é formada por dois sensores muito sensíveis à luz (chamados fotomultiplicadoras), cada qual com seu filtro. O primeiro utiliza um filtro passa-baixa em cerca de 450 nm (filtro violeta), ou seja, somente comprimentos de onda abaixo de 450 nm chegam ao sensor. O segundo sensor trabalha com um filtro passa-alta em 450nm (filtro visível), ou seja, permite que apenas comprimento de onda maiores que 450 nm atinjam o sensor. Assim tem-se dois sinais: um proporcional a toda faixa de luz do ambiente que está abaixo de 450 nm e outro proporcional à faixa acima de 450 nm. Neste estudo, foram utilizados somente os sinais obtidos com o sensor com faixa abaixo de 450 nm.

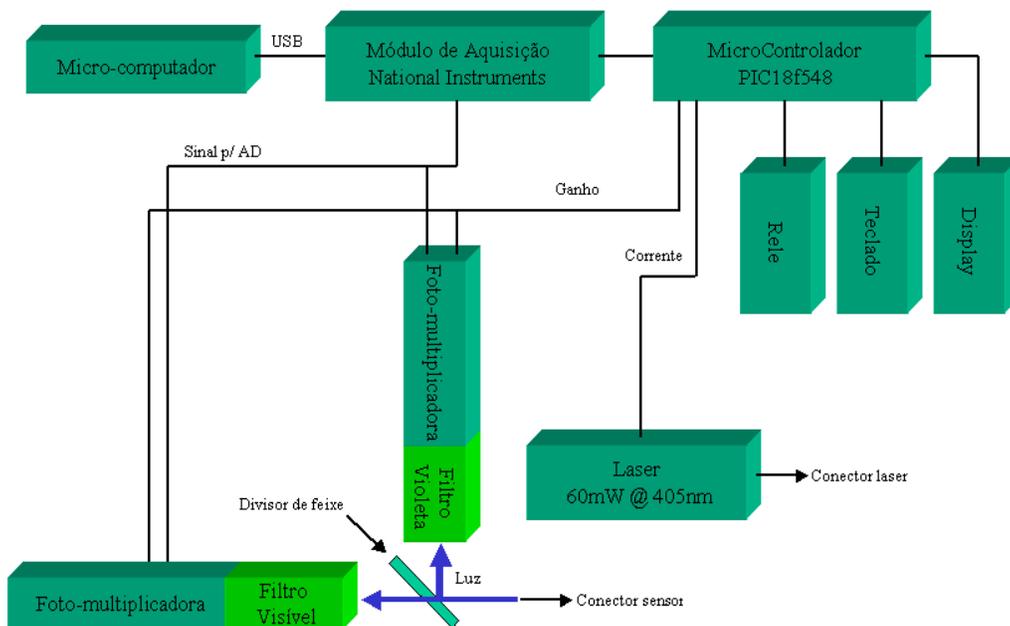
A seção emissora de luz é formada por um diodo laser. O controle da potência do laser é feito por base na corrente que é injetada. A potência típica é obtida direto na saída do diodo, mas parte dela é perdida nas lentes e no acoplamento com as fibras ópticas.

O sensor é baseado em fotomultiplicadora que é extremamente sensível à luz. O princípio de seu funcionamento envolve um fóton de luz que retira um elétron de uma grade energizada com alta tensão. O elétron é acelerado por um campo elétrico e retira mais um elétron de outra região da grade. Isso gera um efeito em cascata, ou seja: um único fóton é

capaz de gerar um sinal mensurável na saída da fotomultiplicadora. O ganho é regulado com o nível de alta tensão aplicada à grade.

A comunicação entre o sensor e o micro-computador ocorre por meio de uma interface USB. O módulo de aquisição utilizado é fabricado pela *National Instruments®*, sendo o modelo USB-6009, com precisão de 13 bits. O funcionamento do equipamento está centralizado em um micro-controlador PIC18F458 garantindo que todos os componentes do sistema sejam utilizados dentro de suas respectivas faixas de funcionamento. Ressalte-se que o módulo de aquisição capta os sinais da fotomultiplicadora bem como faz a comunicação com o micro-controlador. O sinal da fotomultiplicadora é levado ao módulo de aquisição onde são convertidos em valores digitais e transmitidos para o micro-computador. A taxa de aquisição pode ser configurada pelo software de controle. O controle do ganho da fotomultiplicadora é realizado pelo micro-controlador. O módulo de aquisição se comunica com o micro-controlador solicitando a modificação do valor da corrente, e caso este seja válido o micro-controlador ajusta a nova corrente. O sistema também consiste de um rele, que pode ser utilizado para acionar qualquer dispositivo externo, como por exemplo, um injetor de um marcador para medida de quanto tempo o marcador levou para percorrer a distância entre o injetor e o sensor. Esse rele é controlado por software ou pelo teclado do equipamento.

A Figura 3.8 apresenta um diagrama de blocos que representa o sistema de aquisição.



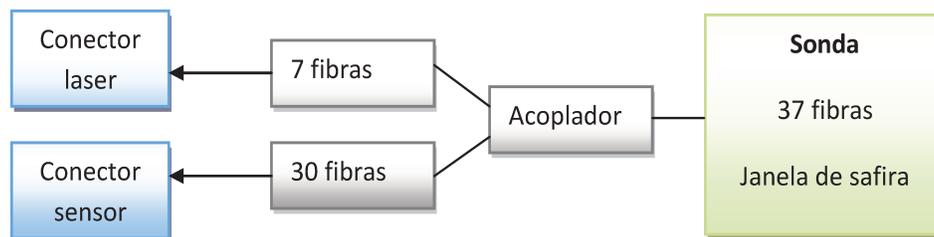
**Figura 3.8.** Diagrama de blocos do sistema de aquisição de dados

O sistema também dispõe de um banco de quatro filtros que podem ser utilizados para isolar o sinal de ruídos externos. Os filtros utilizados são implementados no software (digitais) e são do tipo *butterworth*. Neste trabalho, utilizou-se apenas um filtro passa-baixas de segunda ordem com frequência de corte de 10 Hz.

A sonda para a medição tem 33 cm de comprimento e 0,6 cm de diâmetro. Consiste de um conjunto de fibras ópticas que levam e recolhem luz do ambiente de medição. São formados dois grupos de um conjunto de 37 fibras: um com 7 e outro com 30 fibras. Um desses grupos é o responsável por levar a luz do *laser* até a posição de medida, enquanto o outro grupo recolhe a luz refletida.

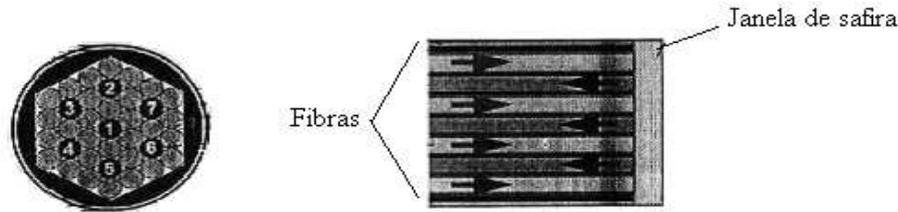
No caso do presente sistema a função de cada grupo não é definida, portanto pode-se utilizar qualquer um dos grupos como emissor ou receptor de luz. Neste estudo, utilizou-se o conjunto de 7 fibras para envio da luz e o conjunto de 30 fibras foi utilizado como sensores da luz refletida.

Nesta Tese escolheu-se trabalhar com as trinta fibras como recolhedoras de luz e as demais, por sua vez, enviam a luz do *laser* até ao local de medida. As saídas das fibras são protegidas por uma janela de safira. Este material foi escolhido por não interferir na emissão ou recepção do laser, além de apresentar extrema resistência à abrasão como é o caso do contato ar/particulados no escoamento *upflow*. A Figura 3.9 ilustra a montagem esquemática da sonda óptica de acordo com a descrição deste parágrafo.



**Figura 3.9.** Diagrama das fibras ópticas ( baseado em Cremasco, 2006).

A Figura 3.10 mostra um esquema da ponta da sonda óptica. As fibras numeradas de 1 a 7 pertencem a um conjunto e as não-numeradas dizem respeito ao conjunto de 30.



**Figura 3.10.** Detalhe da construção da sonda (Cremasco, 2006).

### 3.2 MÉTODOS

Os experimentos foram divididos em duas partes. Na primeira, procurou-se estudar separadamente as seções *riser* e *downer* e na segunda, procurou-se avaliar ambas as seções simultaneamente. As duas partes se diferem quanto a:

- *Tomadas de medidas:* na primeira parte, quatro posições axiais foram avaliadas, enquanto que na segunda tomaram-se medidas apenas nas zonas de entrada e saída de cada seção;
- *Condições de operação:* duas condições de operação verificadas na primeira parte e seis na segunda.
- *Tempo e frequência de amostragem:* 30s a 1000 Hz na primeira parte, e 300s a 200 Hz na segunda.

Logo, duas metodologias foram utilizadas. Para ambas as partes que serão apresentadas, as condições operacionais da sonda de fibras ópticas utilizadas foram as seguintes:

- Ganho na faixa violeta: 0,37 V;
- Intensidade da corrente laser: 46 mA;

Estas condições foram baseadas no princípio de que a sonda deveria apresentar os resultados numa determinada faixa de sinal elétrico (0 a 10 V), assim como na condição de saturação do sinal. Além disso, as escolhas das condições de operação da sonda, principalmente no que se diz respeito à escolha do tempo e frequência de amostragem, levaram em conta os cuidados que se devem ter ao fazer a análise de caos a partir de séries temporais de sinais experimentais. Estes cuidados foram apresentados no Capítulo 2, Seção 2.2.3.1, que recomenda:

- utilização de uma série temporal com número de pontos da ordem de 10<sup>4</sup>-10<sup>5</sup>;

- utilização de uma frequência de amostragem que seja de 50 a 150 vezes a frequência média de ciclo  $f_c = 1/T_c$ , sendo  $T_c$  o comprimento médio do ciclo;
- definir a exigência de que o desvio de  $K_{ML}$  deve ser sempre, pelo menos, menor do que 0,1% para garantir uma boa precisão.

### 3.2.1 PRIMEIRA PARTE: FLUIDODINÂMICA NAS SEÇÕES *DOWNER* E *RISER*

Nesta parte, para avaliar a fluidodinâmica no *riser* e no *downer*, a sonda de fibras ópticas foi inserida em quatro posições axiais ao longo de cada seção, bem como em cinco posições radiais para cada elevação axial, a partir da parede do equipamento até o centro do mesmo. Os sinais registrados no microcomputador foram gravados por um período de 30 s, utilizando uma frequência de amostragem de 1000 Hz para ambos.

Foram realizados ensaios utilizando uma velocidade superficial de gás constante ( $u_0 = 1,05$  m/s), sendo o ar fonte de somente um alimentador localizado na entrada do *downer*, e dois fluxos de sólidos ( $G_s = 0,208$  kg/(m<sup>2</sup>s) e  $0,472$  kg/(m<sup>2</sup>s)) regulados pelo inversor de frequência.

A Tabela 3.3 indica as condições de operação utilizadas no estudo da fluidodinâmica do *riser* e do *downer*, para a realização da primeira parte dos experimentos:

**Tabela 3.3.** Condições de operação –Primeira Parte.

$G_s$ (kg/m <sup>2</sup> .s)	$u_0$ (m/s)	$Q_s$ (m <sup>3</sup> /s)	$Q_a$ (m <sup>3</sup> /s)	$C_v$ (-)
0,208	1,05	1,218E-06	5,56E-03	0,000219
0,472	1,05	2,764E-06	5,56E-03	0,000497

onde  $Q_s$  é a vazão volumétrica de sólidos e  $Q_a$  é a vazão volumétrica de gás (ar).  $C_v$  é a concentração volumétrica de sólidos obtida pela equação:

$$C_v = \frac{Q_s}{Q_s + Q_a} \quad (3.1)$$

As séries temporais obtidas foram investigadas por meio das seguintes análises:

- *No domínio do tempo*: desvio médio absoluto e distribuição de frequência.

Neste caso, para todas as séries temporais obtidas foram determinados o desvio médio absoluto (DMA) dos sinais elétricos referentes à concentração de sólidos. Por meio dos perfis radiais e axiais de DMA, pode-se avaliar a intensidade das flutuações de concentração. Também foram construídas as curvas de frequência para avaliar como os sinais estão distribuídos na série temporal.

- *No espaço de fase: reconstrução de atratores, entropia de Kolmogorov e dimensão de correlação.*

Para realizar as análises no espaço de fase, o software RRCHAOS (Schouten et al., 1992) foi utilizado para construir os atratores pelo método de Takens (1981). O software utiliza um tempo de atraso  $\tau = 1/f_s$ , ou seja, o tempo entre dois pontos consecutivos da série temporal. Também foram estimadas a entropia de Kolmogorov e a dimensão de correlação, pelo método da máxima verossimilhança (*Máximo Likelihood*) e pelo algoritmo de Grassberger e Procaccia, respectivamente, conforme descritos no Capítulo 2. Com estas análises pode-se avaliar qualitativa e quantitativamente a fluidodinâmica microscópica do escoamento de acordo com o grau de complexidade do mesmo.

A Figura 3.11 representa esquematicamente as duas seções com suas devidas tomadas de medidas axiais e a Figura 3.12 representa as tomadas radiais. A Tabela 3.4 também apresenta as disposições axiais de tais tomadas de medidas.

---

### 3.2.2 SEGUNDA PARTE: FLUIDODINÂMICA NO LEITO FLUIDIZADO CIRCULANTE (LFC)

---

Nesta etapa, procurou-se avaliar o LFC mais detalhadamente, sob diferentes condições de operação e com um tempo de amostragem mais longo, podendo analisar diferentes efeitos como: alimentador de sólidos, fluxo de sólidos, posição radial e axial e velocidade do gás. Tais análises permitem identificar as diferenças do escoamento nas duas seções principais, *riser* e *downer*.

As medidas foram realizadas nas duas seções utilizando as mesmas condições de operação. Foram analisadas apenas zonas de entrada e saída de cada seção, correspondente às Tomadas 1 e 4 da Figura 3.11. A Tabela 3.5 apresenta as disposições axiais das tomadas utilizadas nesta parte dos experimentos.

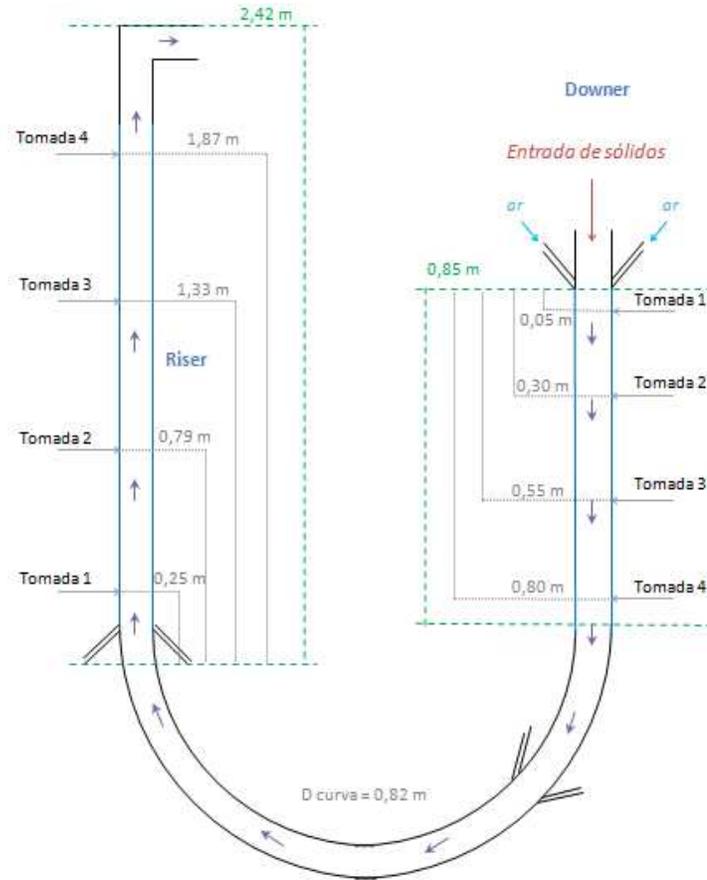


Figura 3.11. Representação esquemática das tomadas de medidas axiais.

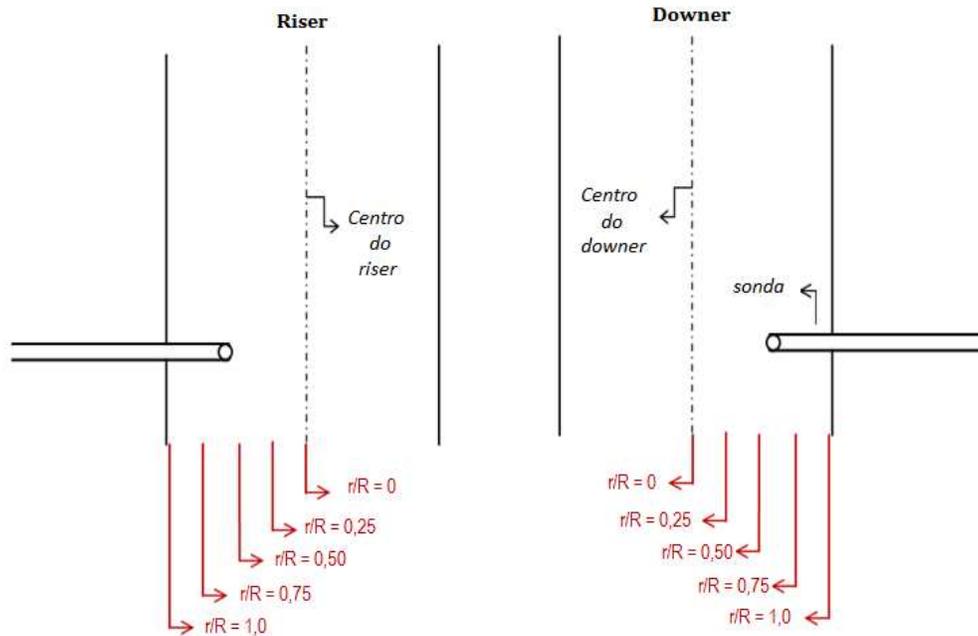


Figura 3.12. Representação esquemática das tomadas de medidas radiais nas seções riser e downer.

**Tabela 3.4.** Disposição axial das tomadas de medidas de concentração de sólidos – Primeira Parte

	Tomada de Medida	Altura, Z [m], a partir da entrada da seção
<i>Riser</i>	1	0,25
	2	0,79
	3	1,33
	4	1,87
<i>Downer</i>	1	0,05
	2	0,30
	3	0,55
	4	0,80

**Tabela 3.5.** Disposição axial das tomadas de medidas de concentração de sólidos – Segunda Parte.

	Tomada de Medida	Altura, Z [m], a partir da entrada da seção
<i>Riser</i>	1	0,25
	4	1,87
<i>Downer</i>	1	0,05
	4	0,80

Outra diferença encontrada quando se procurou avaliar a fluidodinâmica no LFC como um todo se dá em relação ao tempo e frequência de amostragem utilizados: 300 s com uma frequência de 200 Hz para cada medida efetuada, gerando assim 60.000 pontos, que é o valor limite para o processamento de dados no software RRCHAOS. A utilização de determinadas condições se deve ao fato de se querer avaliar o efeito da alimentação de sólidos, devido à influência do transportador de sólidos tipo rosca sem fim. Foi verificado já na primeira parte dos experimentos, que este transportador fornece uma alimentação de forma contínua, porém periódica. Contínua porque sólidos são alimentados constantemente, e periódica porque há a presença de jatos de sólidos num intervalo de tempo que depende da taxa de alimentação,

regulada pelo inversor de frequência do alimentador. Tal efeito resulta em picos periódicos de sinais nas séries temporais.

As condições de operação incluem cinco fluxos de sólidos ( $G_s = 0,076; 0,164; 0,296; 0,472$  e  $0,648$  kg/(m<sup>2</sup>.s)) e quatro velocidades superficiais de ar ( $u_0 = 4,21; 5,26; 7,36$  e  $8,42$  m/s). A Tabela 3.6 indica as condições de operação utilizadas no estudo da fluidodinâmica do LFC. Nota-se que as condições de operação utilizadas aqui levam à uma situação muito mais diluída do que as condições estudadas na primeira parte dos experimentos, onde se utilizou velocidades superficiais de gás de 1,05 m/s.

**Tabela 3.6.** Condições de operação utilizadas no LFC

$G_s$ (kg/m <sup>2</sup> .s)	$u_0$ (riser) (m/s)	$Q_s$ (m <sup>3</sup> /s)	$Q_a$ (riser) (m <sup>3</sup> /h)	$C_v$ (-)
0,076	4,21	4,435E-07	80	1,996E-05
0,164	4,21	9,592E-07	80	4,316E-05
0,164	5,26	9,592E-07	100	3,453E-05
0,296	5,26	1,733E-06	100	6,237E-05
0,472	7,36	2,764E-06	140	7,107E-05
0,648	8,42	3,795E-06	160	8,539E-05

Para alcançar as velocidades de 7,46 m/s e 8,42 m/s (duas últimas condições de operação), além da alimentação de ar paralela à alimentação de sólidos localizada na entrada do *downer*, que fornecia uma vazão de até 100 m<sup>3</sup>/h, resultando numa velocidade superficial de 5,26 m/s, precisou-se utilizar um alimentador de ar a mais, localizado na entrada da curva em “U” do LFC. Para essas situações, fixou-se uma vazão de ar de 80 m<sup>3</sup>/h fornecida pelo primeiro alimentador, e utilizaram-se 60 m<sup>3</sup>/h e 80 m<sup>3</sup>/h para cada condição, respectivamente, provenientes do segundo alimentador. Assim, apenas o *riser* estava sendo alimentado com as vazões de ar apresentadas na Tabela 3.6, no caso das condições discutidas neste parágrafo. No *downer* a velocidade superficial era de apenas 4,21 m/s, correspondente à alimentação de 80 m<sup>3</sup>/h de ar.

As séries temporais obtidas foram investigadas por meio de análises no domínio do tempo, pela obtenção dos desvio médios absolutos (DMA), e no espaço de fase utilizando a mesma metodologia proposta na primeira parte.

---

# CAPÍTULO 4

---

## RESULTADOS E DISCUSSÃO

---

---

*Nesta seção são apresentados e discutidos os resultados obtidos para a análise da fluidodinâmica no reator de leito fluidizado circulante (LFC). Assim como a realização dos experimentos, descrita na seção 2.2 - Métodos, os resultados também serão apresentados em duas partes. Na primeira estudam-se as seções downer e riser separadamente e na segunda ambas as seções são avaliadas e discutidas simultaneamente.*

---

## 4.1 PRIMEIRA PARTE: FLUIDODINÂMICA NAS SEÇÕES *DOWNER* E *RISER*

---

---

### 4.1.2 *DOWNER*

---

---

#### 4.1.2.1 MEDIDAS REALIZADAS

---

Sinais elétricos que representam concentração de sólidos foram medidos em cinco posições radiais, a partir da parede até o centro do equipamento, ( $r/R = 1,00, 0,75, 0,50, 0,25, 0$ ) e quatro níveis axiais ( $Z = 0,05 \text{ m}, 0,30 \text{ m}, 0,55 \text{ m}$  e  $0,80 \text{ m}$ ). Foram realizados ensaios utilizando uma velocidade superficial de gás constante ( $u_0 = 1,05 \text{ m/s}$ ) e a influência do transportador tipo rosca sem fim na alimentação de sólidos, utilizando dois fluxos de sólidos,  $G_s = 0,208 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$  e  $0,472 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ , regulados pelo conversor de frequência.

O procedimento de realizar as medidas radiais da parede ao centro garante a não-interferência da reflexão da parede oposta à inserção da sonda. Para todos os ensaios, foi atingida condição de estado estacionário na unidade e os sinais foram medidos nas diferentes posições radiais introduzindo a sonda horizontalmente, como representado na Figura 3.12.

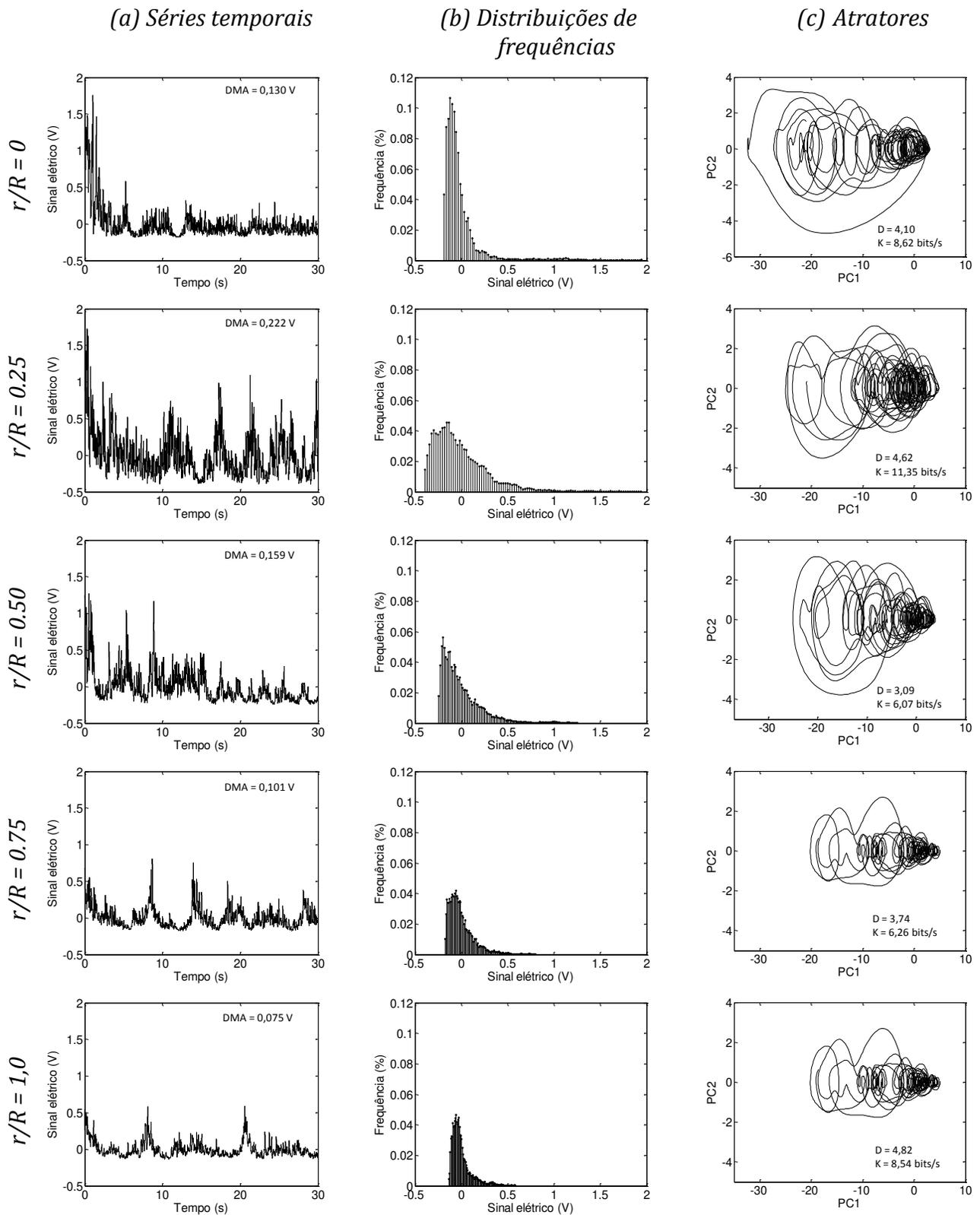
Pelo fato de o alimentador de sólidos estar presente na entrada da seção *downer*, há um grande efeito do sistema de alimentação nesta seção. Desta forma, as séries temporais de sinais elétricos apresentam picos de sinais referentes à passagem de jatos de sólidos, causados pela alimentação irregular oferecida pelo alimentador do tipo rosca sem fim. A frequência dos picos depende do fluxo de sólidos utilizado: quanto maior o fluxo, maior a frequência. Para manter um padrão de amostragem dos sinais medidos, foram analisados 30s de cada série temporal obtida, onde o primeiro ponto a ser processado corresponde à situação do escoamento imediatamente após a ocorrência do primeiro pico de sinal, ou seja, após o primeiro jato de sólidos ter sido visualizado.

---

#### 4.1.2.2 FLUTUAÇÕES DE SINAIS, DISTRIBUIÇÕES DE FREQUÊNCIAS E ATRADORES

---

A Figura 4.1 apresenta uma visão do escoamento radial na seção *downer*, representado pelas séries temporais com suas respectivas distribuições de frequência e atradores. A ilustração foi feita para apenas uma condição de operação, onde se utilizou  $u_0 = 1,05 \text{ m/s}$  e  $G_s = 0,208 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ . As figuras apresentadas referem-se ao escoamento observado a  $0,30 \text{ m}$  da entrada da seção *downer*.



**Figura 4.1.** (a) Séries temporais, (b) distribuições de (c) frequências e atratores. (Downer,  $Z = 0,30$   
 $m$ ,  $u_0 = 1,05$  m/s e  $G_s = 0,208$  kg/(m<sup>2</sup>s)).

Na Figura 4.1(a) estão apresentadas as séries temporais de flutuações de sinais elétricos referentes à concentração de sólidos. A complexidade do escoamento gás-sólido se manifesta na variação do fluxo irregular e não-periódico da concentração de sólidos com o tempo. De acordo com Manyele et al. (2006), os picos podem ser atribuídos à passagem da fase densa ou de *clusters*. A altura do pico corresponde à densidade de *clusters*, enquanto a largura é proporcional ao tempo de existência. Pode ser visto que flutuações maiores são encontradas nas regiões próximas à região central, principalmente em  $r/R = 0,25$ , indicando que maior número de partículas passa por esta posição radial. Isto se deve ao efeito de alimentação de sólidos, que é dada no eixo do *downer*, na zona de entrada do mesmo.

A dispersão das distribuições de frequências, apresentadas na Figura 4.1(b), indica como é a distribuição dos valores dos sinais elétricos na série temporal. Para construir as distribuições de frequência, tomaram-se os valores mínimo e máximo de sinal elétrico ( $V$ ) de cada série temporal e o valor da amplitude obtida foi dividida por cem, resultado em cem intervalos. Para cada intervalo determinou-se o número de pontos correspondentes, ou seja, a frequência. Nas posições onde há maiores flutuações, as distribuições são mais planas (p. ex., em  $r/R = 0,25$ ) com a presença de caudas alongadas à direita indicando os picos de sinais devido à formação de *clusters* (p. ex., em  $r/R = 0$ ). Quando as flutuações são menos intensas, as distribuições são mais estreitas e elevadas, e o alongamento da cauda à direita é menor (p. ex.  $r/R = 1,0$ ).

Os atratores estão representados na Figura 4.1(c). Pela análise da representação dos atratores, verifica-se que eles possuem tamanhos maiores na região central e se compactam conforme se aproxima da região da parede. Quando grandes *clusters* de partículas se formam, aumenta-se a amplitude da escala das flutuações fazendo com que aumento o tamanho do atrator (p. ex. em  $r/R = 0,25$ ). Quanto à complexidade, os atratores resultantes do escoamento na seção *downer* são menos complexos em relação aos do *riser*, apresentando menores valores de  $D$  e  $K_{ML}$ . Para esta condição de operação e nível axial analisado, o escoamento é mais caótico na posição  $r/R = 0,25$  e  $r/R = 0$  (próximo ao centro) bem como em  $r/R = 1,0$  (parede), devido aos valores elevados de  $K_{ML}$ . Na região central isso se deve à alimentação de ar, que nesta posição axial, por estar a uma distância curta do distribuidor de ar, os jatos de sólidos começam a se misturar intensamente com a corrente de gás, causando uma irregularidade significativa na concentração de sólidos, que resulta em valores elevados dos parâmetros caóticos (Manyele et al., 2003). O aumento da complexidade na região da parede ocorre porque o sistema é mais diluído nesta região, o que resulta em flutuações de sinais mais complexa, devido à turbulência do gás. Além disso, outro fator que pode estar relacionado à forte interação entre as partículas e

a parede. Cheng et al. (1998), Manyele et al. (2003) e Wu et al. (2007) reportaram resultados semelhantes.

#### 4.1.2.3 ANÁLISE NO DOMÍNIO DO TEMPO - DESVIO MÉDIO ABSOLUTO (DMA)

---

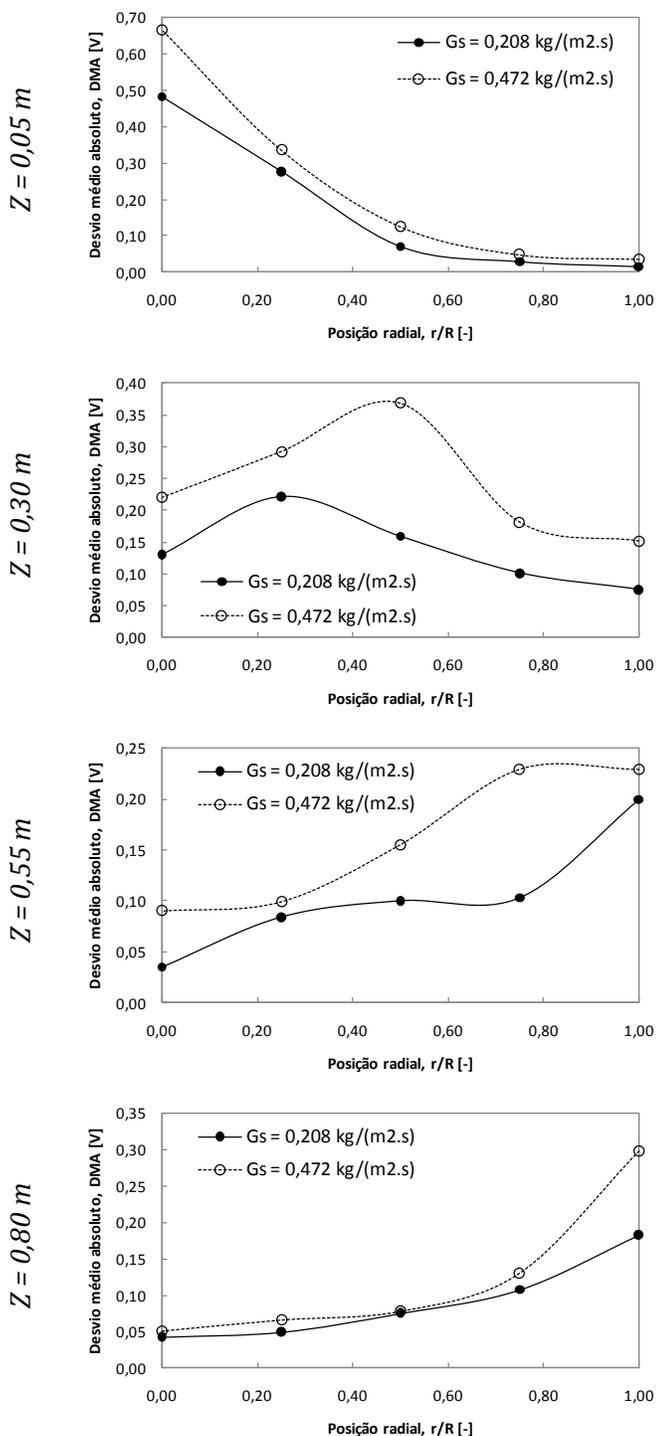
As análises no domínio do tempo são geralmente utilizadas para gerar informações macroscópicas, representadas geralmente por valores médios ou desvio padrões de sinais. Assim como no caso do *riser*, o desvio médio absoluto (DMA) foi escolhido como parâmetro deste grupo de análises. Tais valores foram calculados para as duas condições de operação, avaliadas nas quatro posições axiais assim como nas cinco posições radiais.

Pelos perfis radiais de DMA (Figura 4.2), pode-se avaliar como o fluxo de sólidos está sendo distribuído ao longo do raio do *downer*. Maiores valores de DMA indicam maiores amplitudes de flutuação de sinal, logo, maior presença de sólidos na posição local analisada.

Primeiramente, por investigação da Figura 4.2, pode-se verificar que as maiores flutuações foram encontradas para a condição de operação com maior fluxo de sólidos ( $G_s = 0,472 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ ), em todas as posições axiais e radiais. Obviamente, o fluxo maior causa maiores flutuações de sinais de concentração, reveladas pelos valores mais elevados de DMA. Na posição axial referente à zona de saída do *downer* ( $Z = 0,80 \text{ m}$ ), o aumento do fluxo de sólidos causou aumento significativo de flutuações apenas na posição da parede ( $r/R = 1,0$ ), indicando um escoamento predominantemente diluído na região central.

Quanto ao desenvolvimento do escoamento, percebe-se que na zona de entrada ( $Z = 0,05 \text{ m}$ ), maiores desvios foram encontrados na região central. Segundo Issangya et al. (2000), o pico de desvio nos perfis radiais sugerem forte interação entre sólidos naquela posição. A posição axial citada acima se refere ao local mais próximo de onde os sólidos estão sendo alimentados, e esta alimentação ocorre principalmente no centro do *downer*. Próximo à parede, o escoamento é bastante diluído, com presença de pequenas flutuações de sinais. Conforme se distancia da zona de alimentação, o fluxo de sólidos se move da região central, devido à alimentação de ar que o dirige sentido parede. Em  $Z = 0,30 \text{ m}$  já nota-se que maiores flutuações foram encontradas em  $r/R = 0,5$ . Conforme se distancia do ponto de alimentação, o fluxo de sólidos se move em direção à parede, e em  $Z = 0,55 \text{ m}$ , valores mais elevados de DMA já são encontrados em  $r/R = 1,0$ , no caso onde se utilizou  $G_s = 0,472 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ . Finalmente, no último nível axial, o mais distante do alimentador, para ambas as condições de operação maiores flutuações de concentração de sólidos foram encontradas na parede ( $r/R = 1,0$ ). Nesta zona de saída do reator, o elevado fluxo

de sólidos na região da parede causa um grande efeito de interação entre as partículas. Além disso, por o escoamento ser mais concentrado, pode haver formação de *clusters* nesta posição.



**Figura 4.2.** Perfis radiais de desvios médios absolutos(DMA) para os quatro níveis axiais do downer.

#### 4.1.2.4 ANÁLISES NO ESPAÇO DE FASE (CAOS)

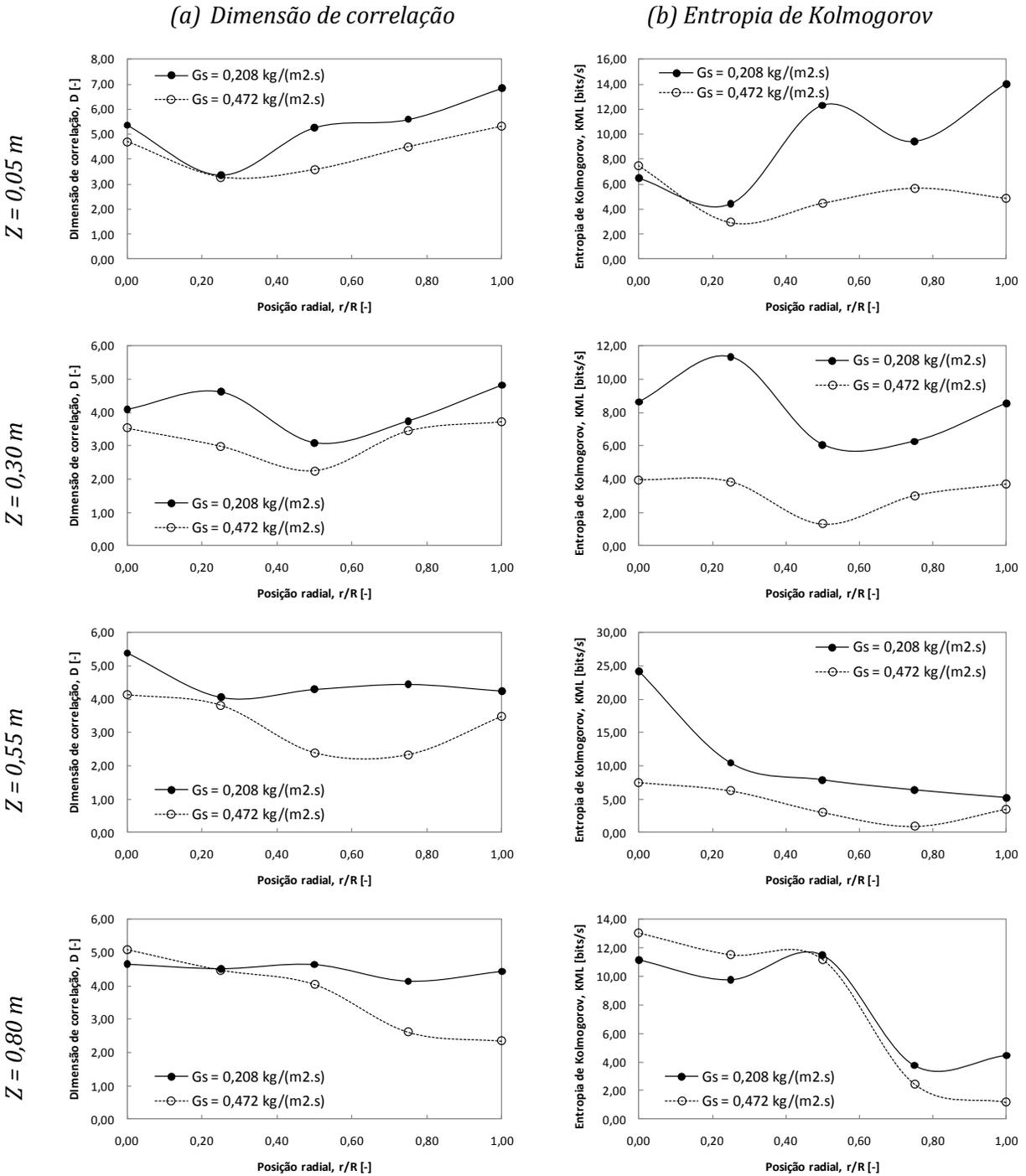
---

Os perfis radiais dos parâmetros caóticos ( $D$  e  $K_{ML}$ ) para todas as condições de operação utilizadas são apresentadas na Figura 4.3. Os perfis de dimensão de correlação são apresentadas na Figura 4.3(a). Maiores valores de  $D$  encontrados nos quatro níveis axiais, para a condição de operação mais diluída ( $G_s = 0,208 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ ), revelam que o escoamento é mais complexo nesta situação. Menores de  $D$  para condições de concentração de sólidos mais elevada já foram apresentados na literatura (Cheng et al., 1998, Huilin et al., 1995, Manyele et al., 2003, Manyele et al., 2006, Wu et al., 2007). O fenômeno acontece porque a presença de sólidos na corrente gasosa reduz a turbulência e a complexidade do escoamento, atuando como um redutor de arraste.

Apenas na posição central ( $r/R = 0$ ) em  $Z = 0,80 \text{ m}$ , na saída do *downer*, o escoamento exibe maior complexidade para a condição mais concentrada. Apesar de haver maior alimentação de sólidos, o fluxo está sendo bastante direcionado à parede do *downer*, fazendo com que a região central se torne mais diluída e complexa, como indica o perfil de DMA na Figura 4.2. Tal resultado está associado à presença da curva em “U” em contato com a saída do fluido, que faz com que o fluxo de sólidos se direcione para esta posição (parede).

Os baixos valores de  $D$  na região central do *downer* na zona de entrada ocorrem devido à alta concentração de sólidos provocada pelo alimentador que se encontra muito próximo a esta posição. Começando a se distanciar da entrada, já em  $Z = 0,30 \text{ m}$ , os jatos de sólidos começam a se misturar com a corrente gasosa, dirigindo o fluxo com mais intensidade para a posição  $r/R = 0,5$ , onde se encontraram menores valores de  $D$ . Para as duas últimas posições axiais, o fluxo de sólidos está predominantemente dirigido à região da parede, devido ao efeito da curva, onde se verificou menor complexidade nestas posições. Para alguns casos, nestas duas posições axiais, ocorre um pequeno aumento da complexidade na região da parede ( $r/R = 1,0$ ). De acordo com Wu et al. (2007), esse aumento na parede do *downer* é devido ao fluxo complexo de pequenos *clusters* e partículas dispersas nesta posição.

Os perfis radiais de entropia de Kolmogorov apresentam resultados similares às de dimensão de correlação. Por ser parâmetro mais sensível (Manyele et al., 2006), os perfis são mais irregulares e apresentam maiores diferenças quando comparadas às diferentes condições de operação analisadas.



**Figura 4.3.** Perfis radiais de dimensão de correlação ( $D$ ) e entropia de Kolmogorov ( $K_{ML}$ ) para os quatro níveis axiais do downer.

Como observado na análise anterior, uma diferença significativa existe entre as zonas de entrada e saída do downer. Na entrada,  $K_{ML}$  aumenta em direção à parede. No centro, o sistema é

mais previsível porque há maior presença de sólidos, o que diminui a turbulência do escoamento. Conforme se distancia, os perfis radiais se modificam de acordo com a orientação do fluxo de sólidos, que passa da região central no topo, à região da parede na saída. Valores elevados de  $K_{ML}$  geralmente são encontrados nas posições onde há maior flutuação de sinais.

#### 4.1.2.5 DESENVOLVIMENTO AXIAL NA SEÇÃO DOWNER

Na intenção de se obter os valores médios das propriedades analisadas, a partir do seu perfil radial em uma determinada altura do equipamento, pode-se utilizar a seguinte expressão para a determinação da fração de sólidos média na seção transversal da seção:

$$\bar{X} = \frac{2}{R^2} \int X \cdot r \cdot dr \quad (4.1)$$

onde  $X$  é a propriedade a ser analisada e  $\bar{X}$  é o seu valor médio na seção transversal da seção.

Utilizando a Regra de Simpson composta, onde  $r$  varia de 0 a 4 cm, em intervalos de 1 cm, chega-se à seguinte expressão para o cálculo da integral da Equação 4.1:

$$\int X \cdot r \cdot dr = \frac{1,0}{3} [f(0) + 4f(1,0) + 2f(2,0) + 4f(3,0) + f(4,0)] \quad (4.2)$$

A Figura 4.4 apresenta os perfis axiais de desvio médio absoluto (DMA), dimensão de correlação ( $D$ ) e entropia de Kolmogorov ( $K_{ML}$ ), respectivamente, quando o *downer* é operado a uma velocidade superficial de gás ( $u_0$ ) constante de 1,05 m/s, e dois fluxos de sólidos são verificados:  $G_s = 0,208 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  e  $G_s = 0,472 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ .

De acordo com os três perfis obtidos, pode-se verificar a diferença existente entre as zonas de entrada e de saída. Na entrada, a velocidade da partícula é nula, pois esta é a posição onde a mesma está sendo inserida no LFC. Logo, há a influência do efeito de aceleração do escoamento, o qual pode ser visualizado pelo comportamento distinto dos parâmetros analisados de acordo com a altura da seção. Este efeito também foi verificado por Wu et al. (2007), cujos perfis estão apresentados nas Figuras 2.27 e 2.28, assim como por Manyele et al. (2003), Figura 2.26.

Os valores de DMA são mais elevados na segunda posição axial, próximo à zona de entrada, devido à presença de jatos de sólidos provenientes do alimentador que se encontra

próximo a essa região. Conforme se distancia do ponto de alimentação, o escoamento alcança melhor mistura entre as fases sólida e gasosa, tornando-se mais uniforme, com a presença de menores flutuações na zona de saída. Valores mais baixos de DMA encontrados em  $Z = 0,80$  m refletem este fenômeno. Para condição com maior fluxo de sólidos, Os valores de DMA são mais elevados, pois há um número maior de partículas que resulta num aumento das flutuações de sinais elétricos de concentração.

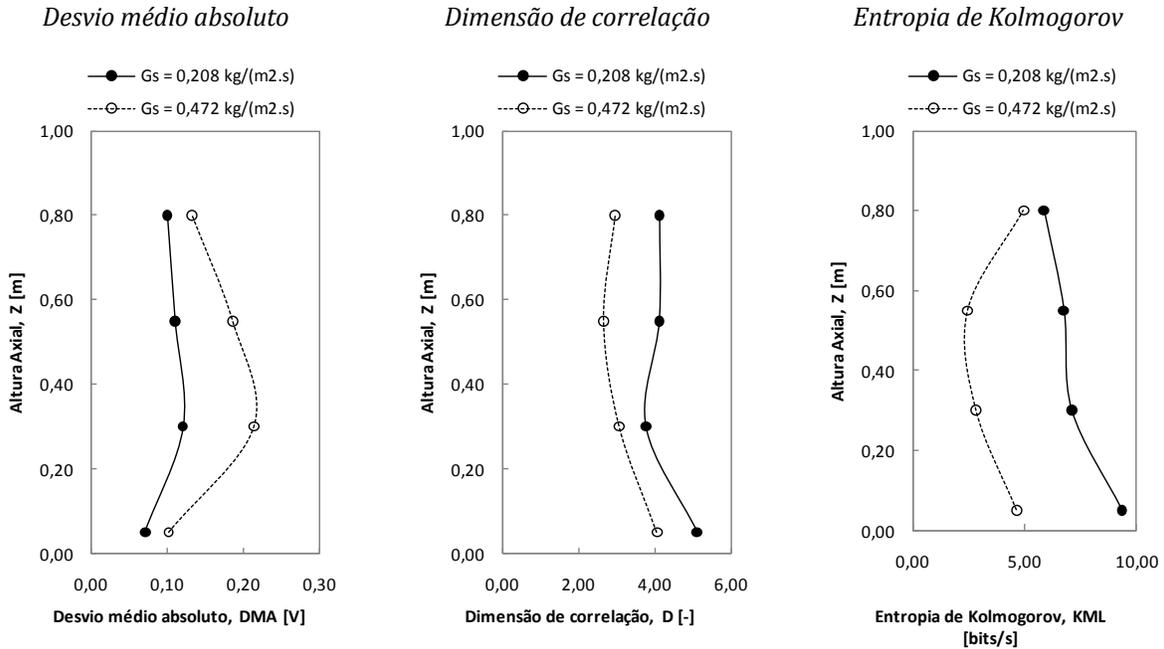


Figura 4.4. Desenvolvimento axial do escoamento na seção downer.

Os perfis axiais dos parâmetros caóticos ( $D$  e  $K_{ML}$ ) são consistentes com os perfis de DMA. Na zona de entrada o escoamento é menos complexo e mais previsível devido à alta e uniforme concentração antes dos jatos de sólidos se misturarem com o gás. Como o efeito dos jatos de sólidos diminui conforme o escoamento se desenvolve, as partículas se movimentam mais livremente e intermitentemente, resultando num escoamento mais caótico na zona de saída do *downer*. Como verificado anteriormente, os perfis de  $K_{ML}$  são menos uniformes que os perfis de  $D$ . No *downer*, nota-se esta sensibilidade na condição de operação mais densa ( $G_s = 0,472 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ). Os formatos dos perfis são similares àqueles encontrados por Manyele et al. (2006), principalmente para aqueles da região da parede ( $0,85 < r/R < 1,0$ ) para condições mais diluídas ( $u_0 = 7,2$  e  $10,0 \text{ m/s}$ ).

---

### 4.1.3 RISER

---

#### 4.1.3.1 MEDIDAS REALIZADAS

---

Para uma melhor comparação entre as duas seções, as mesmas condições de operação utilizadas no *downer* foram analisadas no *riser*. Em sendo assim, sinais elétricos foram medidos em cinco posições radiais, a partir da parede até o centro do equipamento, ( $r/R = 1,00, 0,75, 0,50, 0,25, 0$ ), onde  $R$  é o raio do tubo (4,1 cm) e  $r$  é a posição radial de medida (cm). Quanto ao nível axial, quatro posições foram analisadas:  $Z = 0,25$  m, 0,79 m, 1,33 m e 1,87 m. Foram realizados ensaios utilizando uma velocidade superficial de gás constante ( $u_0 = 1,05$  m/s) e a influência do transportador tipo rosca sem fim na alimentação de sólidos, utilizando dois fluxos de sólidos,  $G_s = 0,208$  kg/(m<sup>2</sup>s) e 0,472 kg/(m<sup>2</sup>s), regulados pelo conversor de frequência.

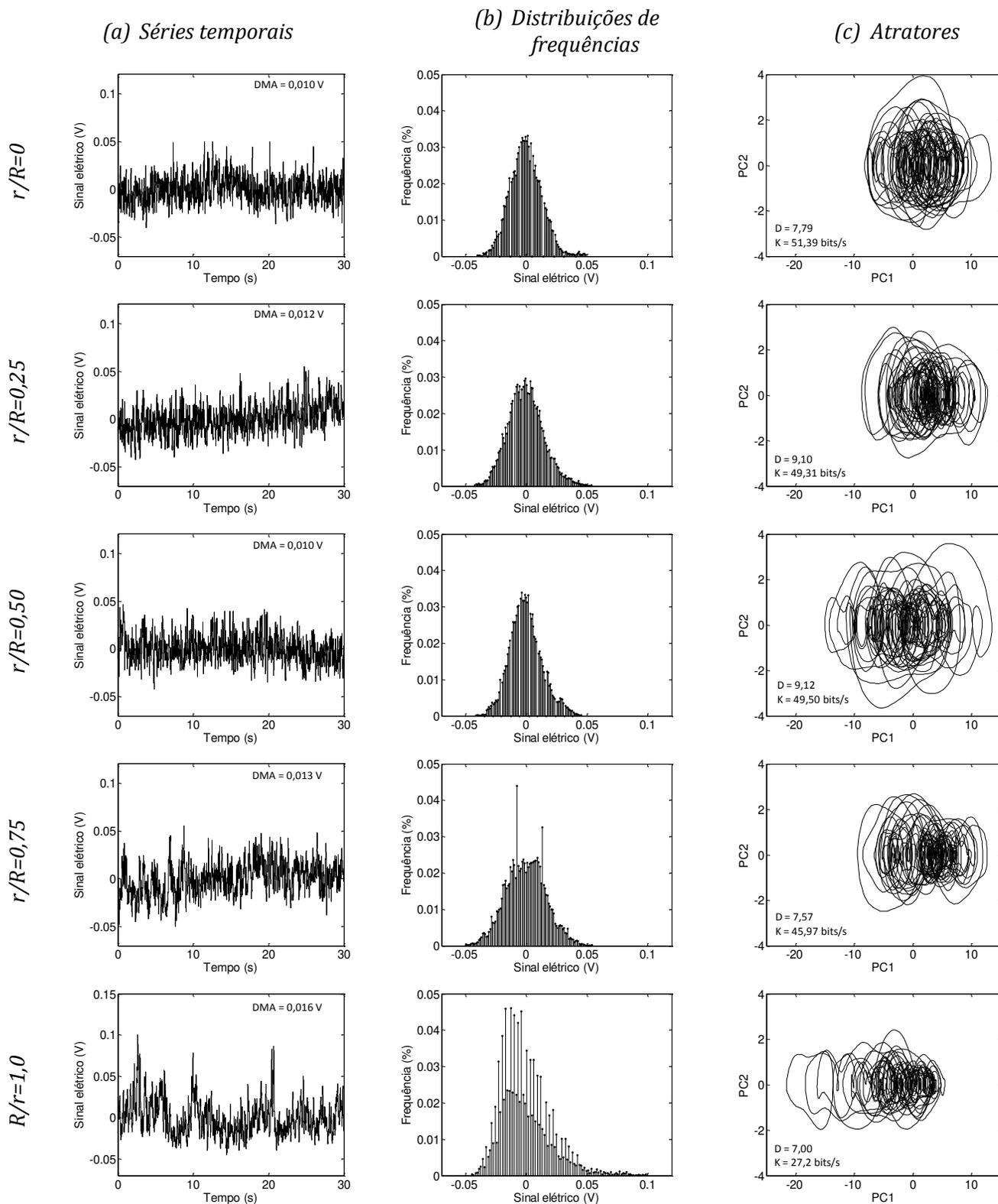
Entre os cuidados relevantes na efetuação da medida e obtenção das séries temporais de sinais, destaca-se a atenção dada ao alimentador de sólidos, como discutido na Seção 3.2.2. Neste sentido, procurou-se identificar as condições uniformes de alimentação. Para as situações onde havia a presença de “jatos” de partículas, os sinais apresentavam-se em uma faixa bem mais elevada de valores. Portanto, os dados de sinais elétricos foram coletados para os casos onde não havia um conjunto de sinais com valores muito elevados, procurando eliminar assim o efeito da não-uniformidade da alimentação.

#### 4.1.3.2 FLUTUAÇÕES DE SINAIS, DISTRIBUIÇÕES DE FREQUÊNCIAS E ATRADORES

---

Nesta etapa são apresentadas figuras que representam a fluidodinâmica do *riser*. Para isso, são representadas as séries temporais das flutuações de sinais obtidas experimentalmente com suas respectivas distribuições de frequências (para avaliar a uniformidade dos sinais) e seus atratores (para avaliar a complexidade da série temporal). Como exemplo para demonstração, os resultados obtidos para as cinco posições radiais medidas na altura axial  $Z = 0,79$  m, utilizando a velocidade superficial de gás  $u_0 = 1,05$  m/s e fluxo de sólidos  $G_s = 0,208$  kg/(m<sup>2</sup>s) são apresentados na Figura 4.5

Como citado anteriormente, picos de valores altos de flutuação de concentração refletem a formação de *clusters* e baixos valores de sinais refletem o desaparecimento dos mesmos no local da medida.



**Figura 4.5.** (a) Séries temporais, (b) distribuições de frequência e (c) atratores. (Riser,  $Z = 0,79m$ ,  $u_0 = 1,05 m/s$  e  $G_s = 0,208 kg/(m^2s)$ ).

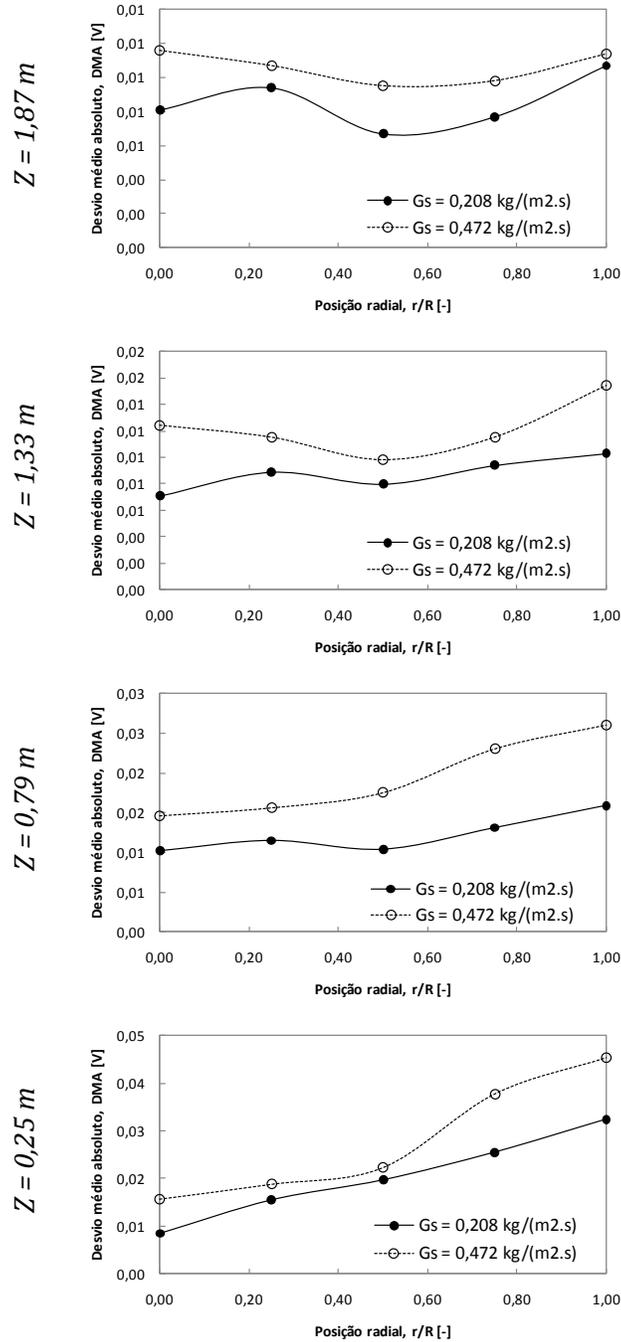
A partir das séries temporais, Figura 4.5(a), verifica-se que a região da parede ( $r/R = 1,0$ ) é mais densa e seus sinais mostram picos altos e largos devido à presença de *clusters*. Devido às diferenças nas concentrações de sólidos locais na parede e no centro do *riser*, espera-se que o comportamento dinâmico difira-se muito entre as duas regiões.

De acordo com a Figura 4.5(b), a distribuição de frequência é mais larga na posição radial  $r/R = 1,0$ , isto é, muito próximo à parede do *riser*. Nesta posição, as flutuações de sinais tem uma faixa ampla de sinais, com presença de picos revelando a presença de *clusters*. O alongamento da distribuição em direção a sinais de elevados de  $V$  revela esse fenômeno. Movendo-se para a região central, as flutuações começam a diminuir, revelando um escoamento mais diluído, indicado pelas distribuições de frequências que se tornam mais achatadas. Pode-se notar também a diferença entre as distribuições de frequência na região central, que são simétricas (característico de uma distribuição Gaussiana) e conforme se aproxima da parede, as distribuições se tornam assimétricas.

Para avaliar a complexidade do escoamento, atratores foram reconstruídos a partir das séries temporais de sinais elétricos. Os mesmos são apresentados em duas dimensões na Figura 4.5(c). Pode ser visto que todos os atratores exibem trajetórias complexas, porém fica difícil indicar onde o escoamento é mais complexo ou menos previsível, apenas pelo retrato qualitativo da dinâmica no espaço de fase. Em sendo assim, torna-se necessário determinar os parâmetros quantitativos de entropia de Kolmogorov e dimensão de correlação. Pela visualização da Figura 4.5, percebe-se que os atratores são maiores na região central até  $r/R = 0,50$  e tendem a se compactar quando se aproximam da parede

#### 4.1.3.3 ANÁLISE NO DOMÍNIO DO TEMPO - DESVIO MÉDIO ABSOLUTO (DMA)

Como análise no domínio do tempo, estudou-se a variação do desvio médio absoluto (DMA), calculado para cada medida local de sinais elétricos. Os perfis radiais de DMA estão apresentados na Figura 4.6. No caso, escolheu-se representar o desvio das flutuações em termos de desvio médio absoluto (DMA), apresentado no Capítulo 2, Eq. 2.18. Tal medida é amplamente utilizada em análises de séries temporais (Schouten et al., 1994.a, Manyele et al., 2002, Manyele et al., 2006), até mesmo sendo empregada no cálculo da entropia de Kolmogorov no caso do algoritmo da máxima verossimilhança. Segundo Schouten et al. (1994.a), é um estimador robusto da amplitude dos dados em torno da média.



**Figura 4.6.** Perfis radiais de desvios médios absolutos (DMA) para os quatro níveis axiais do riser ( $u_0 = 1,05 \text{ m/s}$ ).

Pelos perfis de DMA (Figura 4.6), pode-se avaliar como o fluxo de sólidos está sendo distribuído ao longo do raio do riser. Maiores valores de DMA indicam maior flutuação de sinal, logo, maior presença de sólidos na posição local analisada e valores inferiores referem-se a um escoamento relativamente diluído naquela posição.

Exceto para a posição axial mais elevada, nota-se que a concentração de sólidos é baixa no centro do *riser* ( $r/R = 0$ ) e que ela aumenta em direção à parede ( $r/R = 1,0$ ), principalmente quando se utiliza  $G_s = 0,208 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ . Este fenômeno confirma a estrutura centro-anular frequentemente encontradas em *risers*, como apresentadas na Seção 2.4.3, sendo a região central diluída e a região anular próxima à parede mais concentrada. Este efeito é mais pronunciado no nível axial mais baixo ( $Z = 0,25 \text{ m}$ ). Antes de o escoamento atingir a base do *riser*, a curva em “U” fornece aceleração adicional às partículas, fazendo com que a maior parte dos sólidos dirija-se à parede da coluna. Na parte superior do *riser*, os perfis radiais têm um comportamento diferente da metade inferior. São caracterizadas por duas regiões de flutuações elevadas: perto da parede e no centro. Entre essas duas regiões, encontra-se outra mais diluída. Isso é causado pelo efeito de saída do *riser*, que dirige as partículas para a região central.

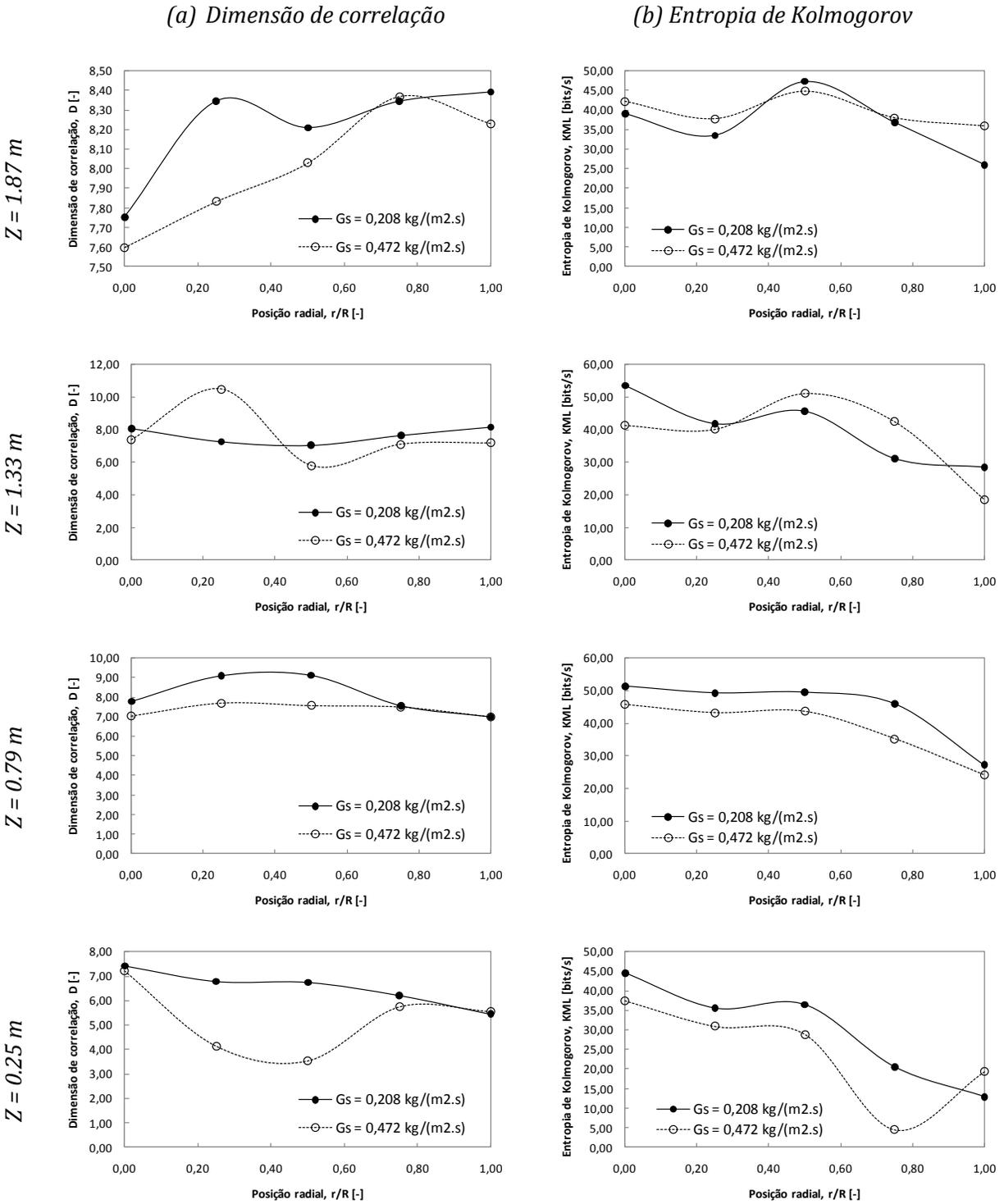
Foi verificado que para condições diluídas, onde existe menos interações entre partículas, as flutuações são menores. Também foi observado que os desvios são maiores na base do *riser* (próximo de  $0,2 \text{ V}$ , alcançando máximo valor na posição radial mais próxima à parede, para a condição de operação mais densa), e menores no topo (próximo de  $0,012$ ). Segundo Issangya et al. (2000), o pico de desvio nos perfis radiais sugerem forte interação de sólidos naquela posição. Neste local, o escoamento apresenta maior flutuação de sinais. Para ambos os níveis axiais na metade inferior do *riser*, o valor máximo de DMA foram encontrados na posição radial  $r/R = 1,0$ . Para a metade superior, picos foram encontrados tanto na parede,  $r/R = 1,0$  como no centro do *riser*,  $r/R = 0$ , confirmando o efeito de saída causado pela configuração abrupta do equipamento.

#### 4.1.3.4 ANÁLISES NO ESPAÇO DE FASE (CAOS)

---

Os perfis radiais dos parâmetros caóticos que quantificam os atratores (como aqueles apresentados na Figura 4.5(c)), nas quatro posições axiais e ambas as condições de operação são apresentadas na Figura 4.7.

Na Figura 4.7(a) estão representados os perfis radiais de dimensão de correlação ( $D$ ). Na metade inferior do *riser*, resultados mostram que  $D$  diminui com o aumento da distância do centro, exceto para a condição mais densa ( $u_0 = 1,05 \text{ m/s}$  e  $G_s = 0,472 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ ) em  $Z = 0,25 \text{ m}$ , onde o efeito da curva é mais pronunciado.



**Figura 4.7.** Perfis radiais de dimensão de correlação ( $D$ ) e entropia de Kolmogorov ( $K_{ML}$ ) para os quatro níveis axiais do riser.

Sob condições diluídas, que prevalece no centro, o grau de liberdade das partículas é mais elevado, resultando em flutuações de concentração complexas na posição local em questão. Para concentração de sólidos mais baixa, a variação de concentração de sólidos com o tempo é mais rápida e complexa devido também à turbulência de gás que predomina. Assim, próximo à parede, a concentração é elevada e o livre caminho médio das partículas é curto, fazendo com que a flutuação de concentração seja mais lenta e caracterizada por picos altos e largos nas séries temporais.

Os perfis radiais de dimensão de correlação são diferentes na metade superior do reator. Nos dois níveis axiais superiores verificou-se que os valores de  $D$  não são mínimos em  $r/R = 1,0$  (parede). Próximo à saída do *riser*, *clusters* tendem a se desaglomerar devido à colisão com a superfície da parede. Quando divididos, os *clusters* menores tendem a migrar para o centro do *riser*, aumentando a concentração ali. Devido ao aumento de concentração e aparecimento de *clusters* nessa posição radial, as flutuações são mais lentas, resultando em menores valores de  $D$ . Também se verificou que os maiores valores de  $D$  foram encontrados na metade superior e os menores na base do *riser*. Tal fenômeno confirma mais uma vez que o escoamento é mais diluído, com maiores flutuações de concentração e, portanto mais complexo na parte superior do reator, enquanto o oposto acontece na base.

Além disso, pode-se observar que  $D$  diminui com o aumento de  $G_s$ , exceto na parede da metade inferior do *riser*, onde os valores são muito próximos, independentemente da variação da taxa de alimentação de sólidos. De acordo com Manyele et al. (2002), essa observação pode ser atribuída ao fato de que o aumento da concentração de sólidos homogeneiza os *clusters* e aumenta seus tamanhos, levando à menores flutuações de concentração.

De acordo com Ji et al. (2000), pode-se considerar que com o aumento da circulação de sólidos, as colisões entre partículas se tornam mais significantes, promovendo dissipação de momento no escoamento gás-sólido. Segundo os mesmos autores, a formação de *clusters* suprime o movimento caótico de partículas individuais e junto com o aumento das colisões, faz com que a dimensão de correlação de flutuações de concentração, bem como a entropia de Kolmogorov, diminuam.

Os perfis radiais de entropia de Kolmogorov ( $K_{ML}$ ) para as duas condições de operação nas quatro posições axiais são mostrados na Figura 4.7(b). A entropia de Kolmogorov mede a previsibilidade e a sensibilidade às pequenas perturbações do escoamento caótico: quanto maior a entropia, maior o grau de desorganização ou imprevisibilidade do sistema. Similar ao

perfil de  $D$ , os menores valores de  $K_{ML}$  foram observados perto da parede. Conforme relatado por Ji et al.(2000), a variação radial da dimensão de correlação e de entropia de Kolmogorov resultantes de flutuações de concentração de sólidos local correspondem à estrutura centro-anular (“*core-annulus*”) do escoamento. Na região anular, o movimento das partículas é reprimido por causa de uma alta concentração de sólidos, resultando em baixas  $D$  e  $K_{ML}$ . De acordo com Manyele et al. (2006), o fato de que  $K_{ML}$  é baixo perto da parede também pode ser explicado com base na influência dos *clusters* na variação temporal de concentração de sólidos. As fases diluída e densa predominada por *clusters* levam a diferentes estruturas espaciais do atrator. A fase diluída leva a separações mais curtas entre dois pontos no atrator em comparação com a fase de *cluster*. Como a mobilidade da fase de *clusters* é baixa devido à inércia elevada, o tempo de cruzamento entre pontos é baixo, e, portanto, resultando em valores mais baixos de  $K_{ML}$ .

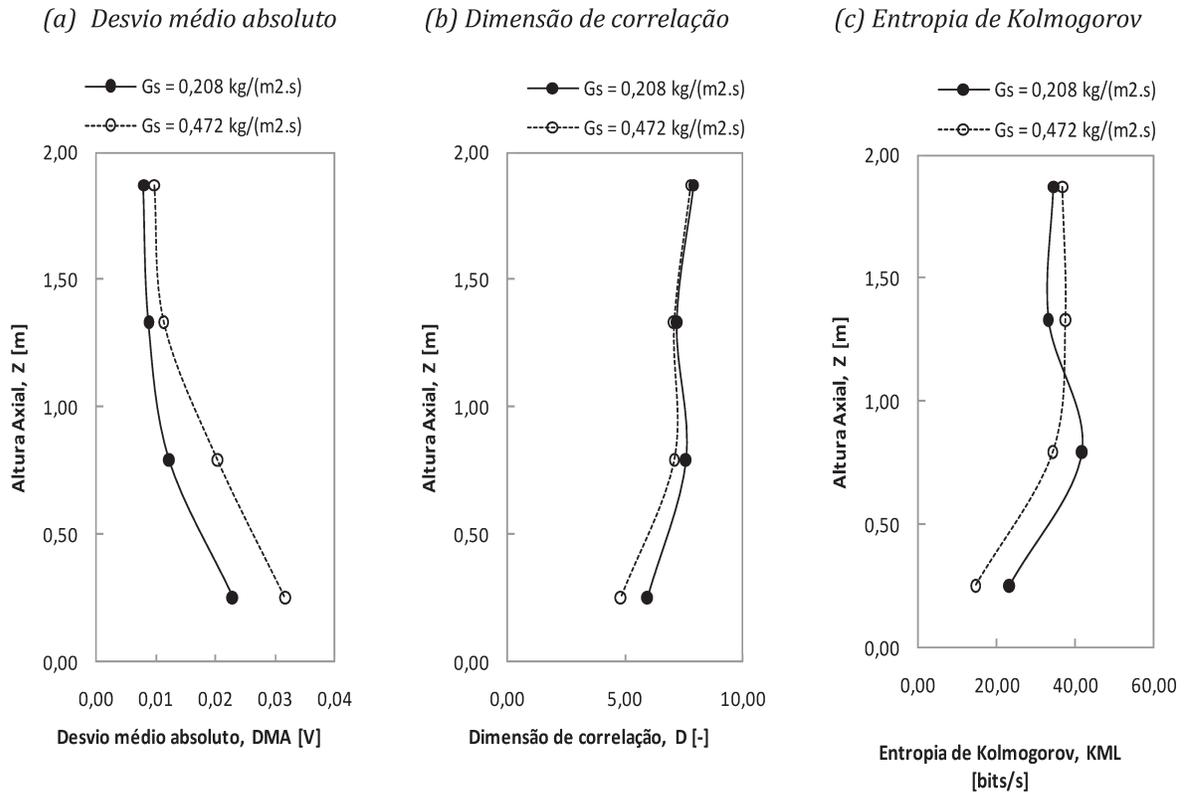
Comparando os perfis para as quatro posições axiais, pode-se ver que os valores não diferem muito, notando apenas uma diferença significativa, para valores mais baixos, na posição referente à base do *riser*. Comparando os resultados obtidos com aqueles apresentados na revisão bibliográfica, de Manyele et al. (2006) e Wu et al. (2007), verifica-se que o formato do perfil radial de  $K_{ML}$  obtido na segunda posição axial ( $Z = 0,79$  m), é o eu mais se aproxima aos perfis apresentados nas Figuras 2.24 e 2.31. Neste caso, a entropia apresenta um perfil plano e diminui significativamente quando se aproxima da parede. Nas outras posições axiais, devido aos efeitos de entrada e saída do *riser*, os perfis são diferentes.

Para a maioria das posições radiais,  $K_{ML}$  aumenta com o aumento do fluxo de massa de sólidos. Entretanto, os resultados mostram que, para algumas condições com alto fluxo de sólidos (por exemplo, em  $Z = 0,25$  m,  $r/R = 1,0$  e  $G_s = 0,472$  kg/(m.s<sup>2</sup>)),  $K_{ML}$  é maior, apesar da concentração de sólidos superiores. Este fenômeno também foi observado por Manyele et al. (2006) e pode ser atribuído à instabilidade dos agregados quando o tamanho excede o máximo, fazendo com que os *clusters* se quebrem mais rápido, aumentando a frequência e o número de *clusters* menores, resultando em flutuações de concentração de sólidos mais vigorosas, e, portanto, valores altos de  $K_{ML}$ .

O efeito da saída do tipo abrupta também pode ser verificado por essas análises. Na posição axial  $Z = 1,87$  m, verificou-se valores baixos de  $K_{ML}$  tanto na região próxima à parede como no centro.

## 4.1.3.5 DESENVOLVIMENTO AXIAL NA SEÇÃO RISER

A Figura 4.8 apresenta os perfis axiais do desvio médio absoluto (DMA), dimensão de correlação ( $D$ ) e entropia de Kolmogorov ( $K_{ML}$ ) respectivamente, quando o *riser* é operado a uma velocidade superficial de gás ( $u_0$ ) constante de 1,05 m/s, e dois fluxos de sólidos são verificados:  $G_s = 0,208 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$  e  $G_s = 0,472 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ .



**Figura 4.8.** Desenvolvimento axial do escoamento na seção riser.

Os perfis de DMA revelam que há maiores flutuações na entrada do *downer* ( $Z = 0,05 \text{ m}$ ), reflexo principalmente da interação entre sólidos e parede que ocorre nesta posição devido à aceleração recebida pelo fluxo ao passar pela curva em “U” e ser dirigido à região da parede quando atinge o *riser*. Conforme o escoamento se desenvolve na seção, os valores de DMA diminuem, e tendem a manter constantes nas duas últimas posições. Também nota-se que o aumento do fluxo de sólidos causa um aumento de flutuações, obviamente, devido ao aumento de concentração de sólidos em todas as posições axiais.

Os perfis axiais de  $D$  e  $K_{ML}$  apresentam resultados similares. Segundo eles, há uma dependência maior das condições de operação na metade inferior do *riser*, tanto na zona de entrada como na segunda posição axial ( $Z = 0,79$  m). Já na segunda metade da seção, os valores de  $D$  são iguais e os  $K_{ML}$  diminui com o aumento do fluxo de sólidos. Tais análises mostram as diferenças entre a entrada e saída do *riser*: a base é menos complexa e mais previsível devido à maior presença de *clusters* próximo à parede da entrada, que resulta numa série temporal mais estruturada, e portanto menos caótica; na zona superior, a mistura entre as fases sólida e gasosa é mais intensa, o escoamento é mais diluído e as partículas se movimentam mais livremente e intermitentemente, o que resulta num escoamento mais caótico.

---

## 4.2 SEGUNDA PARTE: FLUIDODINÂMICA NO LEITO FLUIDIZADO CIRCULANTE (LFC)

---

Nesta seção serão apresentados e discutidos os resultados referentes à segunda parte dos experimentos. Aqui, as análises das seções *riser* e *downer* serão apresentadas e discutidas simultaneamente, com o objetivo de avaliar as principais diferenças que ocorrem nas zonas de entrada e saída de cada seção.

---

### 4.2.1 MEDIDAS REALIZADAS

---

Medidas de sinais elétricos referentes à concentração de sólidos foram tomadas em duas posições axiais localizadas na seção *downer* ( $Z = 0,05$  e  $0,80$  m) e duas localizadas na seção *riser* ( $Z = 0,25$  e  $1,87$  m). Cinco medidas radiais ( $r/R = 0, 0,25, 0,50, 0,75$  e  $0,875$ ) foram realizadas em cada posição axial. As condições de operação já foram apresentadas na Tabela 3.6.

Nesta seção, para cada análise que se propõe (flutuações de sinais, atratores, desvio padrão absoluto, dimensão de correlação e entropia de Kolmogorov), serão analisadas diferentes situações para avaliar diversos efeitos, como:

- Efeito do escoamento radial, onde se apresentam os resultados obtidos nas cinco posições radiais em uma determinada altura da seção (*downer* ou *riser*);
- Efeito da elevação axial, onde se apresentam os resultados obtidos nas seções de entrada e de saída, para verificar como o escoamento desenvolve com a variação de altura em uma determinada posição radial da seção (*downer* ou *riser*);

- Efeito do fluxo de sólidos, onde se apresentam resultados para condições de operação diferentes, a qual se varia o fluxo de sólidos;
- Efeito da velocidade do gás, onde se apresentam resultados para condições de operação diferentes, a qual se varia a velocidade do gás;

---

## 4.2.2 FLUTUAÇÕES DE SINAIS E ATRADORES

---

Como primeira análise desta parte dos resultados, serão apresentadas as figuras referentes às flutuações de sinais e atradores obtidos nas seções *downer* e *riser* do LFC. Como citado na Seção 3.2 (Métodos), nesta etapa as medidas foram amostradas utilizando uma frequência de 200 Hz durante um período de 300 s, com o objetivo principal de avaliar o efeito periódico do alimentador de sólidos. Os diferentes efeitos citados na Seção 4.2.1 serão analisados separadamente, como se segue.

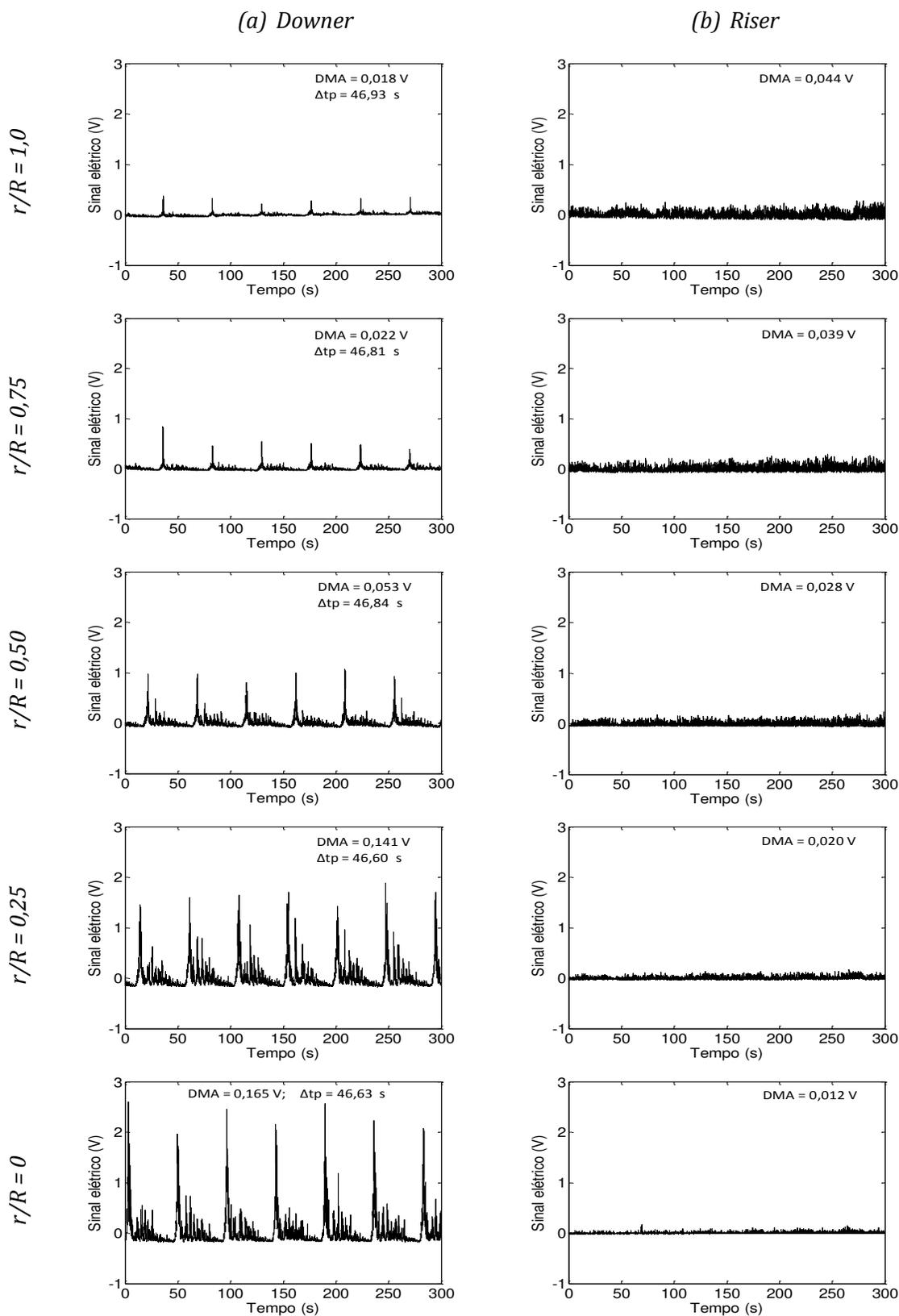
### 4.2.2.1 EFEITO DO ESCOAMENTO RADIAL

---

Para avaliar o desenvolvimento do escoamento radial, a Figura 4.9 representa as séries temporais obtidas nas cinco posições radiais no *downer* (Figura 4.9(a)) e no *riser* (Figura 4.9(b)) para uma condição de operação escolhida. Em seguida, a Figura 4.10 apresenta os atradores correspondentes às séries temporais.

Os dados apresentados referem-se às regiões de entrada das seções, ou seja, às medidas realizadas nas posições axiais  $Z = 0,05$  m para o *downer* e  $Z = 0,25$  m para o *riser*. A condição de operação utilizada é  $G_s = 0,296$  kg/(m<sup>2</sup>.s) e  $u_0 = 5,26$  m/s.

Uma análise imediata permite verificar que as séries temporais diferem das outras apresentadas na primeira parte dos resultados deste capítulo. Como já mencionado anteriormente, o tempo de amostragem utilizado aqui é de 300s enquanto utilizou-se apenas 30s anteriormente. Desta forma, o efeito da alimentação periódica do alimentador fica claramente exposto nas séries temporais resultantes do escoamento na seção *downer*, para todas as posições radiais (Figura 4.9), cujas séries apresentam pelo menos seis períodos (ou ciclos) para esta condição de operação analisada. Quando o escoamento atinge o *riser*, as fases sólida e gasosa estão bem misturadas e o efeito da alimentação não é visível a partir das séries temporais.



**Figura 4.9.** Séries Temporais obtidas nas entradas das seções (a) downer ( $Z = 0,05$  m) e (b) riser ( $Z = 0,25$  m). Condição de operação:  $G_s = 0,296$  kg/(m<sup>2</sup>.s),  $u_0 = 5,26$  m/s.

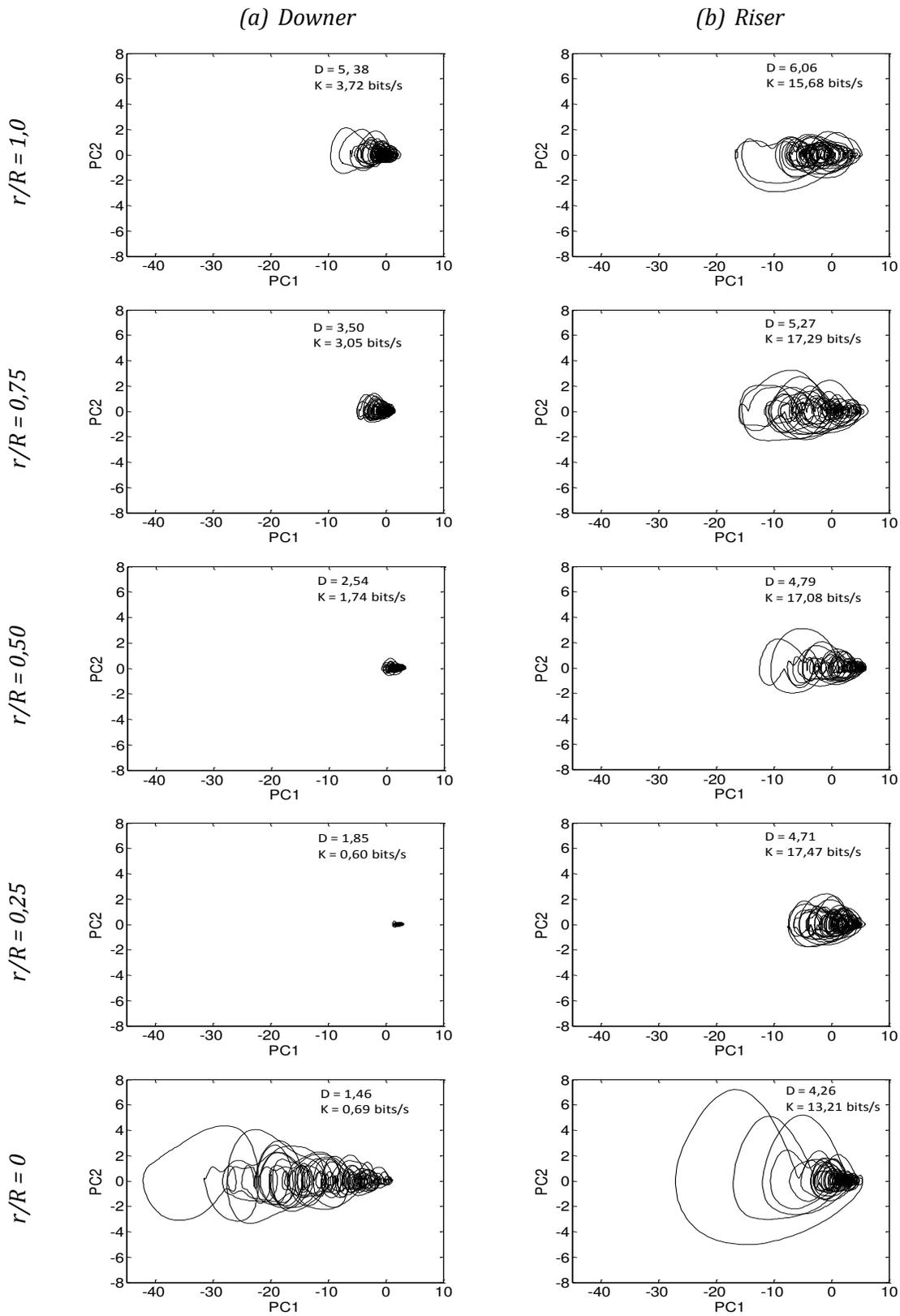


Figura 4.10. Atratores obtidos nas entradas das seções (a) downer ( $Z = 0,05$  m) e (b) riser ( $Z = 0,25$  m).

Condição de operação:  $G_s = 0,296$  kg/(m $\cdot$ s),  $u_0 = 5,26$  m/s.

Também pode ser notado que os sinais foram padronizados, ou seja, eles oscilam em torno de uma média igual a zero. A padronização não interfere nas análises realizadas e evita problemas de escala. Na parte superior de cada série estão apresentados os valores de desvio médio absoluto (DMA) e do comprimento médio de cada período ( $\Delta t_p$ ). Os valores encontrados para  $\Delta t_p$  na seção *downer* revelam que o tempo de residência das partículas é maior na parede (46,93 s) e este tende a diminuir conforme se aproxima do eixo (46,63 s). Tal fato pode ser explicado pelo efeito de cisalhamento que a parede oferece às partículas. Já no centro, as partículas não encontram impedimento como este e, além disso, o fluxo de sólidos é favorecido pela corrente de gás, que é mais intensa no centro da seção, contribuindo para um escoamento mais rápido nesta posição.

No caso do *downer*, as séries apresentadas permitem verificar que as flutuações de concentração são baixas na parede ( $r/R = 1,0$ ), com DMA = 0,018 V e aumentam conforme se dirige ao centro ( $r/R = 0$ ), com DMA = 0,165 V. Isso permite concluir que o fluxo de sólidos, nesta seção, concentram-se em sua maior parte no centro do tubo. Quanto ao *riser*, apesar de não haver verificado a periodicidade devido ao efeito de alimentação de sólidos, exatamente o oposto acontece: flutuações maiores foram encontradas na parede da seção (DMA = 0,044 V) e menores no centro (DMA = 0,012 V). Quando comparados *downer* e *riser*, nota-se que as flutuações são bem menores em amplitude, gerando valores de DMA inferiores na seção *riser*.

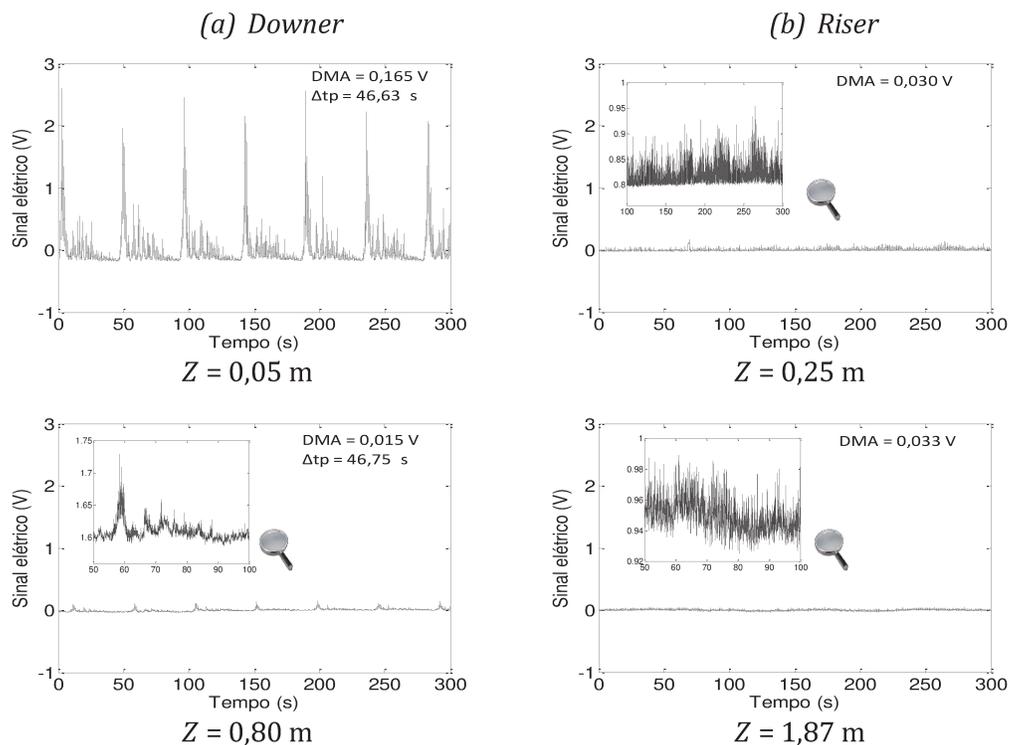
Juntos aos atratores representados na Figura 4.10, estão os valores de dimensão de correlação,  $D$ , e entropia de Kolmogorov,  $K_{ML}$ . Para o *downer*, uma análise destes resultados permite verificar que o escoamento é mais complexo para as situações com menor flutuação de sinais, ou seja, próximo à parede, devido aos valores elevados de  $D$  e  $K_{ML}$ . Apesar de ser o menos complexo, o atrator encontrado na posição  $r/R = 0$  apresenta um tamanho maior. Isto acontece porque jatos de sólidos provenientes do alimentador se concentram nesta posição radial, na zona de entrada do *downer*. Como explicado por Manyele et al. (2006), o agregamento de partículas faz com que a concentração de sólidos seja mais lenta com o tempo, aumentando a faixa de variação de concentração de sólidos, bem como o tamanho do atrator.

Os atratores resultantes do escoamento na seção *riser* são relativamente mais complexos, apresentando valores mais elevados de  $D$  e  $K_{ML}$ . Apesar de haver a presença maior de fluxo de sólidos na parede do reator na zona de entrada, verificou-se que o escoamento é mais complexo ( $D = 6,06$ ) nesta posição. Bai et al. (1997) relataram este fenômeno para reatores *risers* e, segundo os autores, o efeito está relacionado à ação cisalhante da parede quando se utiliza

velocidades de gás elevadas. Para esta condição de operação, assim como no *downer*, o perfil de correlação diminui e os atratores são menos complexos conforme se aproxima do centro do *riser*. De acordo com os valores de  $K_{ML}$ , o escoamento é mais previsível tanto na parede quanto no centro do reator, sendo a região intermediária mais complexa, com entropia praticamente constante em torno de 17 bits/s.

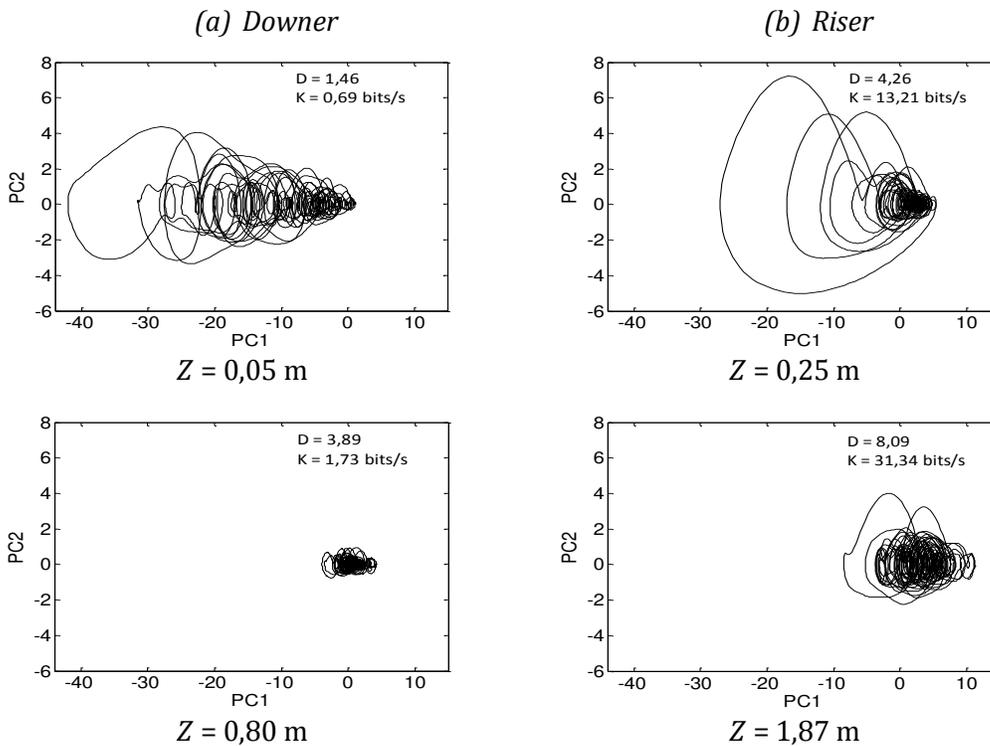
#### 4.2.2.2 EFEITO DA ELEVAÇÃO AXIAL

Para avaliar o efeito da elevação axial ( $Z$ ), análises foram feitas nas zonas de entrada e de saída do *downer* e do *riser*. A condição de operação a ser abordada nesta análise é: fluxo de sólidos  $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ , e velocidade superficial de gás  $u_0 = 5,26 \text{ m/s}$ . Na Figura 4.11 estão apresentadas as séries temporais referentes à posição radial  $r/R = 0$ , ou seja, no centro de cada seção. Os respectivos atratores estão apresentados na Figura 4.12.



**Figura 4.11.** Efeito da elevação axial. Séries temporais obtidas no (a) downer e (b) no riser.

Condição de operação:  $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ ,  $u_0 = 5,26 \text{ m/s}$ ,  $r/R = 0$ .



**Figura 4.12.** Efeito da elevação axial. Atratores obtidos no (a) downer e (b) no riser. Condição de operação:  $G_s = 0,296$  kg/(m<sup>2</sup>.s),  $u_0 = 5,26$  m/s,  $r/R = 0$ .

A Figura 4.11 mostra que no centro do *downer* as flutuações são bem maiores na zona de entrada ( $Z = 0,05$  m) com  $DMA = 0,165$  V em relação à zona de saída ( $Z = 0,80$  m), com  $DMA = 0,015$  V. Esta última é a posição axial onde as partículas de FCC estão sendo alimentadas no reator LFC. Logo, os jatos de sólidos provenientes do alimentador tipo rosca sem fim, claramente apresentados nas séries temporais em formas de picos periódicos de sinais elétricos, estão apenas começando a se misturar com o gás. Conforme se distancia da zona de entrada, as partículas se misturam melhor com a fase gasosa, diminuindo a amplitude das flutuações. O comportamento cíclico (ou periódico) resultante do alimentador de sólidos foi verificado nas duas posições axiais, onde o período médio entre os picos é de 46,63 s na entrada e de 46,75 s na saída. A diferença entre os dois  $\Delta t_p$ 's representam o tempo de permanência das partículas entre as duas tomadas de medidas, que é de 0,12 s. Com a distância entre as medidas (0,75 m), encontra-se a velocidade da fase particulada que é igual a 6,25 m/s. Para a mesma condição de operação analisada na seção *riser*, verificou-se que as séries temporais possuem flutuações com amplitudes muito inferiores em relação à seção *downer*, com pouca diferença entre as seções de entrada e saída ( $DMA = 0,030$  para  $Z = 0,25$  m e  $DMA = 0,033$  para  $Z = 1,87$  m). O

comportamento cíclico referente à alimentação de sólidos não foi visualizado pelas séries temporais em nenhuma posição para esta condição de operação.

Segundo os atratores representados na Figura 4.12, no *downer*, o atrator resultante da posição central da zona de entrada é menos complexo em relação à mesma posição radial na zona de saída. O motivo está diretamente ligado à periodicidade do escoamento na unidade, que é mais pronunciada nesta posição (entrada do *downer*). Tal periodicidade é governada pelo efeito cíclico do alimentador do tipo parafuso que provoca uma alimentação irregular com a presença de jatos de sólidos na zona de entrada da seção. Para o *riser*, nota-se que os atratores são muito mais complexos que os obtidos no *downer*. O fenômeno está relacionado à mistura vigorosa que existe entre as fases sólida e gasosa quando o escoamento atinge a seção *riser*, diferentemente do que ocorre no *downer*. Quando o escoamento atinge a zona de saída do *riser*, a mistura é ainda mais intensa, refletido pelo atrator mais complexo com valores dos parâmetros caóticos elevados ( $D = 8,09$  e  $K_{ML} = 31,34$  bits/s), que revelam um comportamento mais caótico nesta condição. Manyele et al. (2006) e Wu et al. (2007) também verificaram que a região central da seção *riser*, os valores de  $D$  e  $K_{ML}$  aumentam com a altura,  $Z$ .

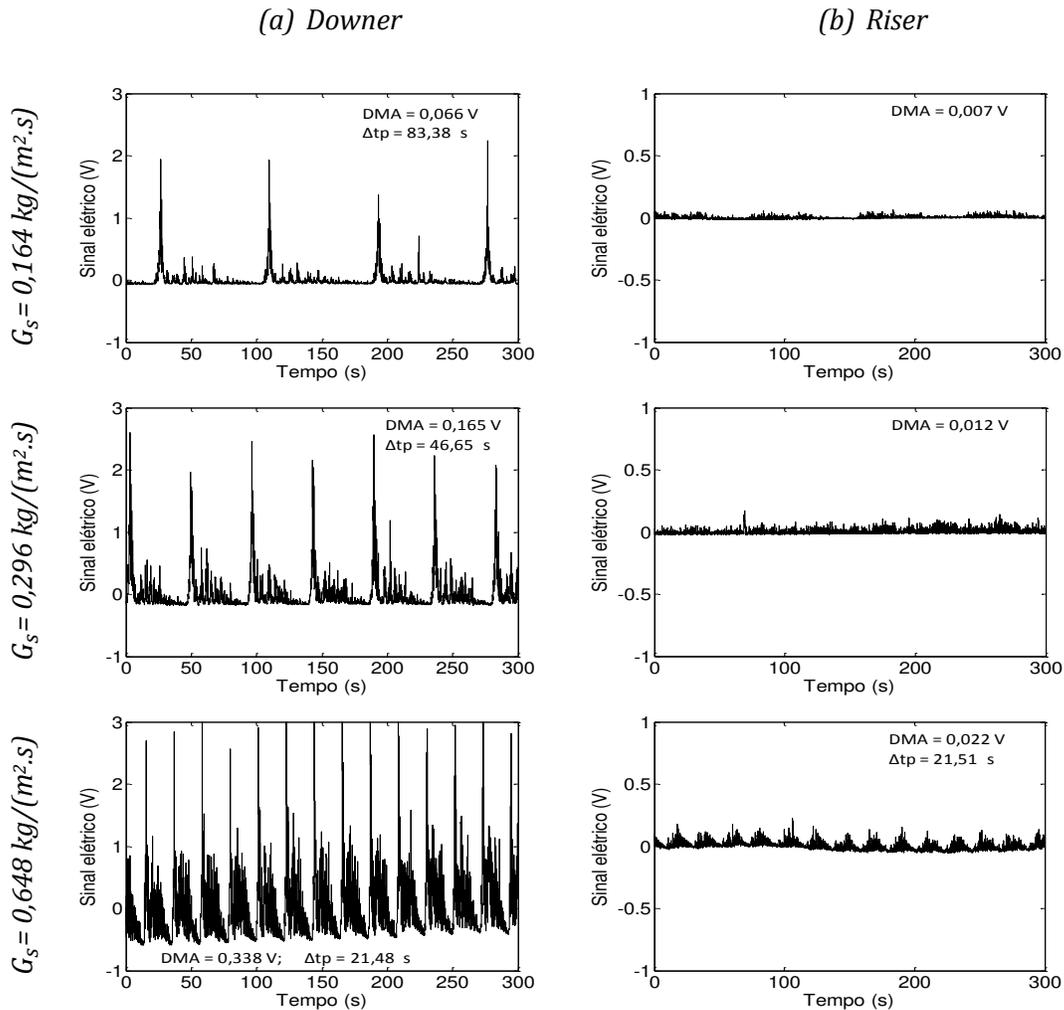
#### 4.2.2.3 EFEITO DO FLUXO DE SÓLIDOS

Para analisar o efeito do fluxo de sólidos ( $G_s$ ), escolheram-se as posições axiais referentes às zonas de entrada do *downer* ( $Z = 0,05$  m) e do *riser* ( $Z = 0,25$  m). Sob velocidade superficial de gás constante,  $u_0 = 5,26$  m/s (*downer*), dois fluxos de sólidos foram verificados:  $G_s = 0,164$  kg/(m<sup>2</sup>.s) e  $G_s = 0,296$  kg/(m<sup>2</sup>.s). Mais uma condição de operação será analisada para comparação, a de maior fluxo de sólidos,  $G_s = 0,648$  kg/(m<sup>2</sup>.s). com  $u_0 = 8,42$  m/s. Este último caso trata-se da condição mais densa utilizada e é importante para comparação com as demais condições escolhidas nesta análise.

As séries temporais de flutuações de sinais elétricos estão representadas na Figura 4.13 e seus respectivos atratores na Figura 4.14. Tais resultados referem-se àqueles obtidos na posição radial  $r/R = 0$ .

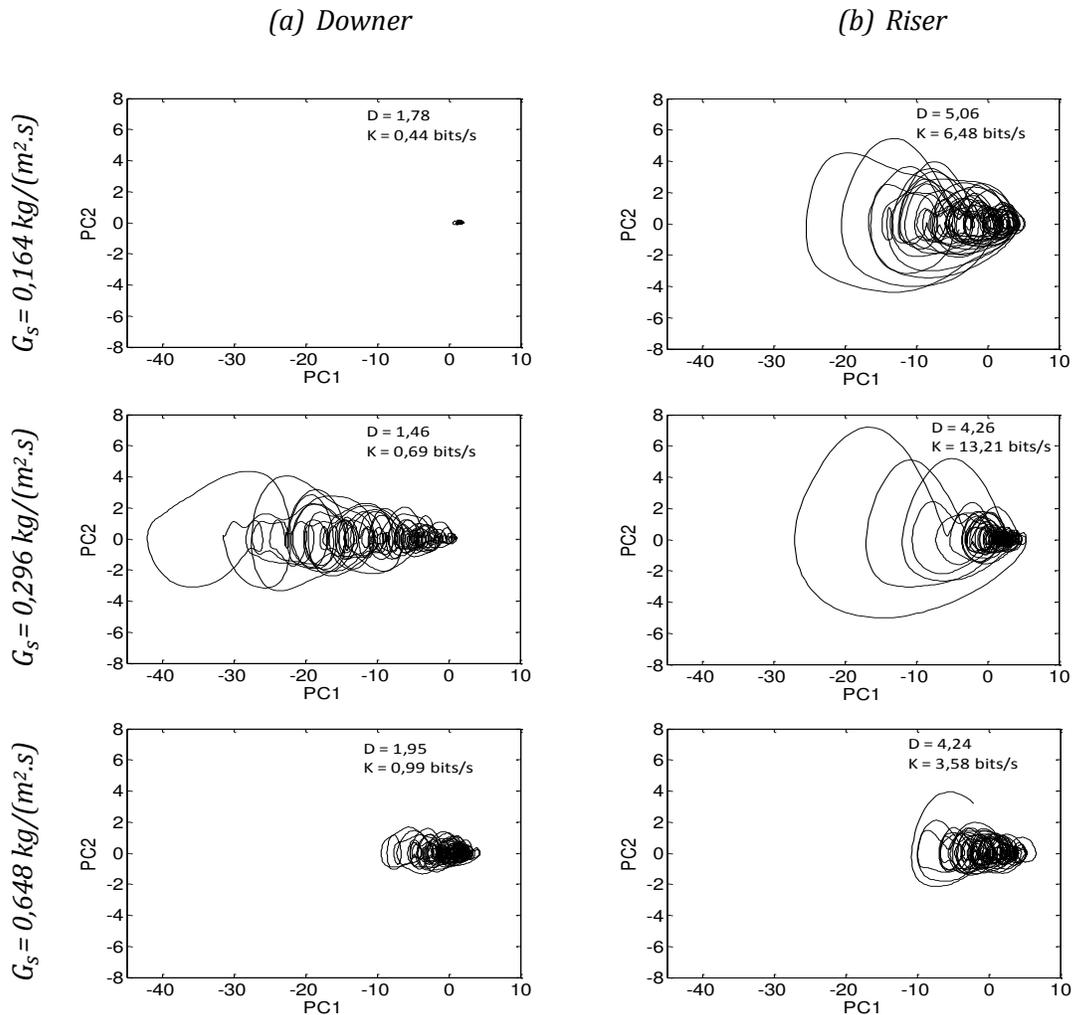
Pela Figura 4.13 pode ser visto mais uma vez que a região central de entrada do *downer* tem flutuações bem maiores que a do *riser* (DMA = 0,066 V e 0,007 V, respectivamente, para  $G_s = 0,164$  kg/(m<sup>2</sup>.s)), por motivos já explicados. No caso do *downer*, verifica-se que com o aumento de  $G_s$  há um aumento de flutuações e também do número de períodos nas séries, que correspondem aos ciclos do alimentador de sólidos. Para  $G_s = 0,164$  kg/(m<sup>2</sup>.s) foi encontrado um

tempo médio de ciclo ( $\Delta t_p$ ) de aproximadamente 83,4 s; para  $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ ,  $\Delta t_p = 46,7 \text{ s}$ ; e para  $G_s = 0,648 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ ,  $\Delta t_p = 21,5 \text{ s}$ . Já no *riser*, o efeito da periodicidade dos sinais é visualizado para a primeira condição, a qual o escoamento resultante na seção é extremamente diluído com passagem da fase particulada periódica. Na segunda condição, o efeito cíclico não é visualizado. Trata-se da condição diluída a qual os jatos de sólidos, previamente verificados pelos picos de sinais na entrada do *downer*, se misturam completamente com a fase gasosa antes de entrar na seção *riser*.



**Figura 4.13.** Efeito do fluxo de sólidos. Séries temporais obtidas nas seções (a) *downer* ( $Z = 0,05 \text{ m}$ ,  $r/R = 0$ ) e (b) *riser* ( $Z = 0,25 \text{ m}$ ,  $r/R = 0$ ).

Quando se utiliza  $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ , as flutuações são mais intensas ( $\text{DMA} = 0,012 \text{ V}$ ) em comparação à primeira condição ( $\text{DMA} = 0,007 \text{ V}$ ). Entretanto, para a condição mais densa ( $G_s = 0,648 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ ), o efeito da alimentação de sólidos é verificado também na seção *riser*, que resulta em séries temporais visualmente periódicas. O tempo médio de ciclo é muito próximo ao encontrado no *downer*, para esta condição de operação.



**Figura 4.14.** Efeito do fluxo de sólidos. Atratores obtidos nas seções *downer* ( $Z = 0,05 \text{ m}$ ,  $r/R = 0$ ) e (b) *riser* ( $Z = 0,25 \text{ m}$ ,  $r/R = 0$ ).

Quanto aos atratores, nota-se que, no caso do *downer*, eles apresentam baixa complexidade, refletidos pelos baixos valores de  $D$  e  $K_{ML}$ . Nesta posição axial, há forte influência da alimentação, dada com a presença de jatos de sólidos, principalmente na região central, que é o caso analisado. Tal efeito causa um comportamento mais estruturado na série temporal, o que

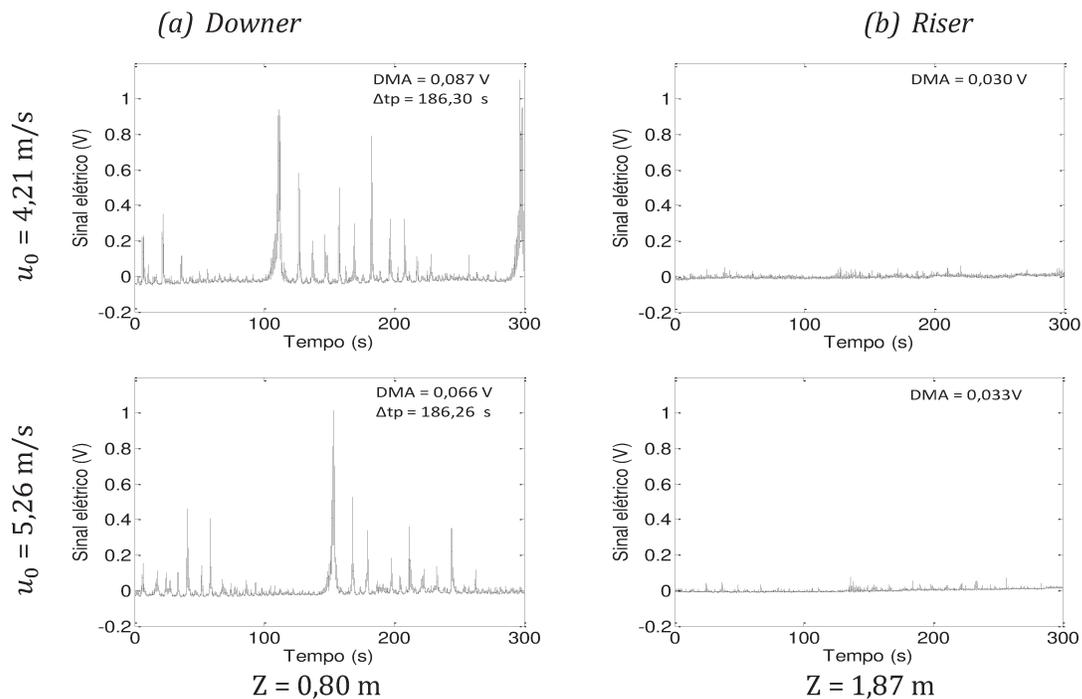
explica os valores baixos dos parâmetros caóticos encontrados. Como se trata de uma região com alta concentração de sólidos, o grau de liberdade do movimento das partículas é reprimido e as flutuações se movem lentamente em função do tempo. Pode-se verificar que a influência da alimentação é pequena nesta posição do reator, pois os valores dos parâmetros caóticos são muito próximos. Apesar de o atrator para  $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$  ser maior que o do caso onde  $G_s = 0,648 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ , as trajetórias são menos complexas, uma vez que a dimensão de correlação está relacionada à homogeneidade dos pontos dos vetores no espaço de fase.

No caso do *riser*, entre as duas primeiras condições onde se utilizou velocidade de gás constante, verificou-se que o aumento do fluxo de sólidos acarretou um aumento da complexidade do atrator, refletido pelos valores mais altos de  $D$  e  $K_{ML}$ . Isso revela que o escoamento é mais complexo e menos previsível para a condição de operação onde se utilizou  $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ . Tal efeito não havia sido reportado anteriormente na literatura. Geralmente, o aumento do fluxo de sólidos diminui a complexidade e aumenta a previsibilidade. Entretanto, como citado anteriormente, nesta Tese utilizam-se condições de operação que oferecem um escoamento muito mais diluído que os analisados em outros trabalhos (ver Tabela 3.2). Logo, o escoamento em questão, por ser bastante diluído, é mais previsível quando há presença de poucas partículas e se torna mais complexo com o aumento do fluxo de sólidos, onde há uma mistura intensa entre as fases.

A terceira condição apresentada nas Figuras 4.13 e 4.14 está sendo abordada nesta análise porque fornece outra conclusão. Trata de um escoamento com fluxo de sólidos mais elevado ( $G_s = 0,648 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ , mais que o dobro utilizado na segunda condição), o qual o atrator resultante de sua série temporal revela que o escoamento se torna menos caótico para esta condição, refletido principalmente pela diminuição brusca do valor de  $K_{ML}$ . Tal resultado pode ser facilmente explicado. Primeiramente, como pode ser visto na Figura 4.13 para esta condição de operação, o efeito do alimentador de sólidos está sendo visualizado na sua série temporal, a qual se apresenta com certa periodicidade. Outro fator relacionado, como já explicado anteriormente, é que a presença de sólidos em concentração elevada diminui a turbulência do escoamento, atuando como redutor de arraste. Além disso, nesta condição pode estar ocorrendo a formação de *clusters*, diferentemente das duas condições anteriores, o que faz com que as flutuações sejam mais lentas com o tempo, resultante numa série menos complexa e mais previsível. Valores baixos de  $D$  e  $K_{ML}$  para escoamentos com concentração de sólidos elevada foi reportado por vários autores (p. ex.: Cheng et al., 1998; Huilin et al., 1995, Manyele et al., 2006, Wu et al., 2007).

## 4.2.2.4 EFEITO DA VELOCIDADE DO GÁS

O efeito da velocidade do gás ( $u_0$ ) no escoamento também foi avaliado nas zonas de entrada das duas seções (*downer* e *riser*). Sob fluxo de sólidos constante,  $G_s = 0,164 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ , duas velocidades superficiais de gás foram analisadas:  $u_0 = 4,21 \text{ m/s}$  e  $u_0 = 5,26 \text{ m/s}$ . As séries temporais de flutuações de sinais elétricos de concentração de sólidos estão representadas na Figura 4.15 e seus respectivos atratores na Figura 4.16. Tais resultados referem-se àqueles obtidos na posição radial  $r/R = 0$ .

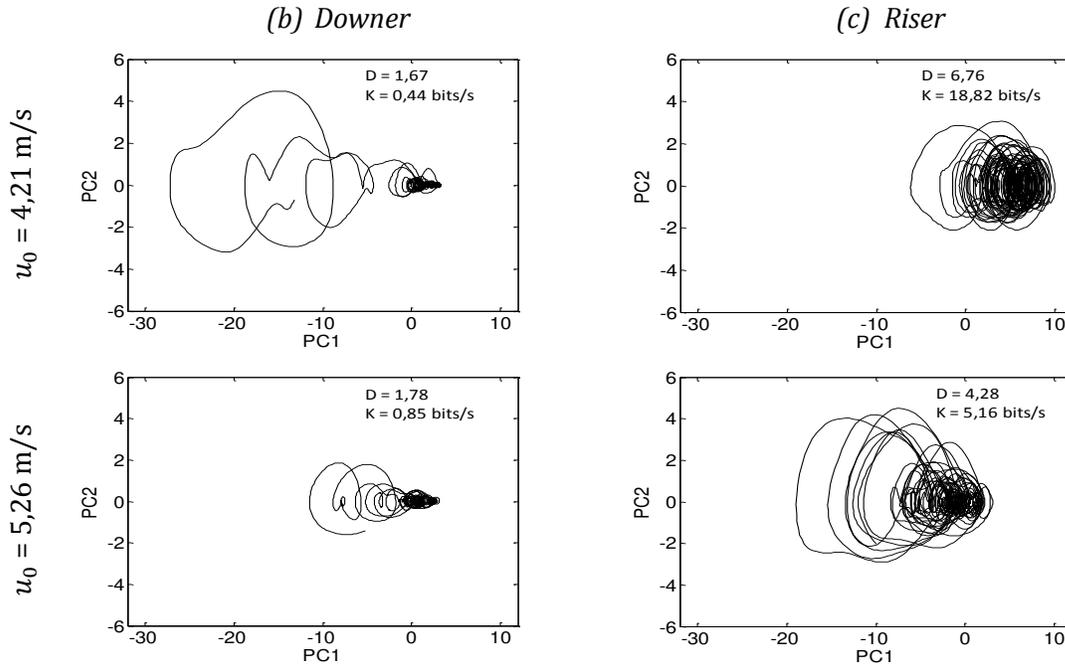


**Figura 4.15.** Efeito da velocidade do gás. Séries temporais obtidas no (a) downer e (b) no riser.

Condição de operação:  $G_s = 0,164 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ ,  $r/R = 0$ .

As séries temporais obtidas no centro do *downer* apresentam picos de sinais, que são referentes aos jatos de sólidos provenientes do alimentador. Trata-se de uma condição com baixo fluxo de sólidos, o qual o tempo de ciclo do alimentador é relativamente alto ( $\Delta t_p = 186,30 \text{ s}$  para velocidade de gás mais baixa e  $186,26 \text{ s}$  para velocidade mais elevada). Pode-se notar que o aumento da velocidade de gás provocou uma pequena redução ( $0,04 \text{ s}$ ) no tempo de permanência das partículas. Além disso, houve uma atenuação dos picos de sinais, devido à diluição do escoamento. No *riser*, as fases gasosa e sólida estão vigorosamente misturadas, e as flutuações são inferiores em comparação ao *downer*. No centro do *riser*, o

aumento de velocidade fez com que as flutuações aumentassem. Isto porque o incremento do fluxo de gás faz com que o escoamento se dirija em direção à parede.



**Figura 4.16.** Efeito da velocidade do gás. Atratores obtidos no (a) downer e (b) no riser. Condição de operação:  $G_s = 0,164 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ ,  $r/R = 0$ .

O aumento da velocidade de gás na seção *downer* provocou um aumento na turbulência da corrente gasosa, resultando em flutuações de sinais mais rápidas. Comparado com a velocidade de gás inferior, o escoamento nesta condição é mais caótico, apresentando valores mais altos de  $D$  e  $K_{ML}$ . No *riser*, o fenômeno oposto foi verificado. Nesta seção do reator, o escoamento está mais desenvolvido e para esta condição de fluxo de sólidos analisada, o escoamento atinge a seção em condição extremamente diluída. As séries temporais, como podem ser vistas na Figura 4.15, apresentam flutuações muito baixas e de acordo com a análise de caos, um comportamento mais regular conforme o escoamento se torna mais diluído. Logo, o escoamento é menos complexo e mais previsível quanto menos partículas circularem. Tal fenômeno é verificado para apenas algumas condições de operação, como discutido na seção 4.2.2.3. Quando o escoamento está em regime mais denso, o que ocorre é o aumento da complexidade com o aumento da velocidade de gás, como foi verificado por diversos autores (Huilin et al., 1995; Marzochella et al., 1997; Cheng et al., 1998; Manyele et al., 2002; Manyele et

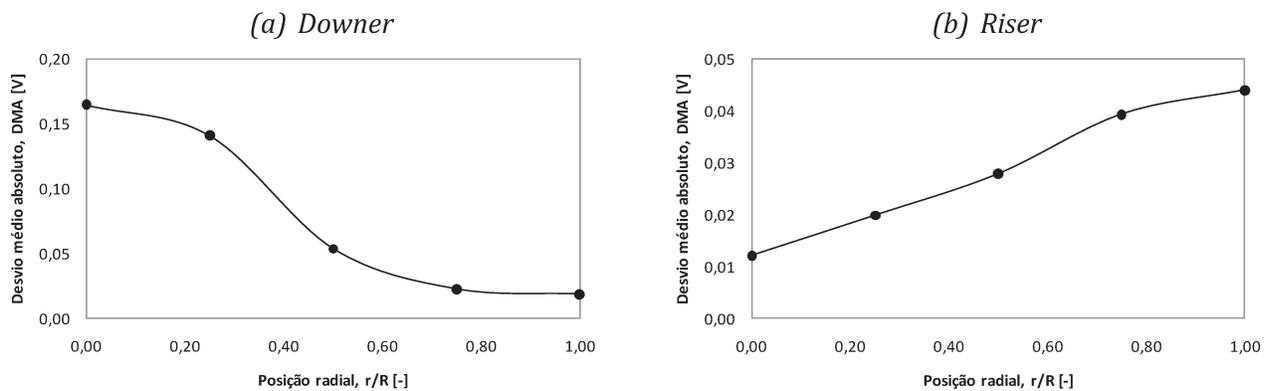
al., 2006; Wu et al., 2007). Os autores explicam que a corrente gasosa torna o sistema mais turbulento e diluído, fazendo com que o livre caminho-médio das partículas aumente, gerando variações complexas de concentração de sólidos.

### 4.2.3 ANÁLISE NO DOMÍNIO DO TEMPO - DESVIO MÉDIO ABSOLUTO (DMA)

Como análise no domínio do tempo, assim como na parte de resultados anterior, optou-se por representar os sinais pelo valor do desvio médio absoluto (DMA). Os resultados estão apresentados na forma de perfis radiais de acordo com o efeito a ser analisado.

#### 4.2.3.1 EFEITO DO ESCOAMENTO RADIAL

A Figura 4.17 apresenta os perfis radiais de DMA encontrados nas zonas de entrada das seções *downer* e *riser*. As condições de operação são as mesmas apresentadas na seção 4.2.2.1 ( $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  e  $u_0 = 5,26 \text{ m/s}$ ).

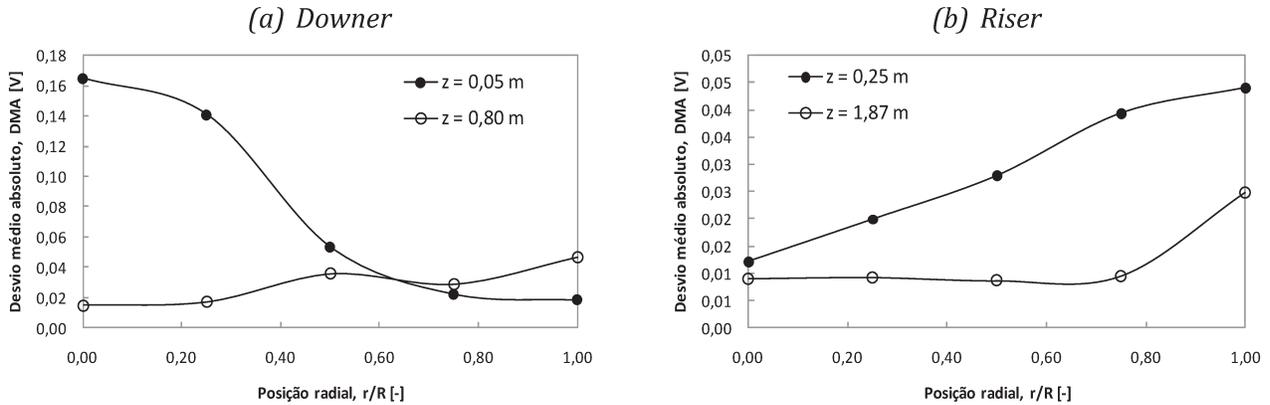


**Figura 4.17.** Efeito do escoamento radial. Perfis radiais de desvio médio absoluto nas entradas das seções (a) downer ( $Z = 0,05 \text{ m}$ ) e (b) riser ( $Z = 0,25 \text{ m}$ ). Condição de operação:  $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ,  $u_0 = 5,26 \text{ m/s}$ .

No caso do *downer*, como verificado na seção 4.1.2.3, as flutuações são muito mais elevadas no centro e muito menores na região da parede, revelando que o fluxo de sólidos está dirigido para a posição central. Para o *riser*, como verificado na seção 4.1.3.3, o oposto acontece: o escoamento é mais concentrado na região da parede e mais diluído no centro.

## 4.2.3.2 EFEITO DA ELEVAÇÃO AXIAL

Para analisar o efeito da elevação axial ao longo do raio das seções, perfis radiais de DMA nas zonas de entrada e de saída de cada seção são apresentados na Figura 4.18. As condições de operação são as mesmas utilizadas na seção 4.2.2.2 ( $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ , e velocidade superficial de gás  $u_0 = 5,26 \text{ m/s}$ ).



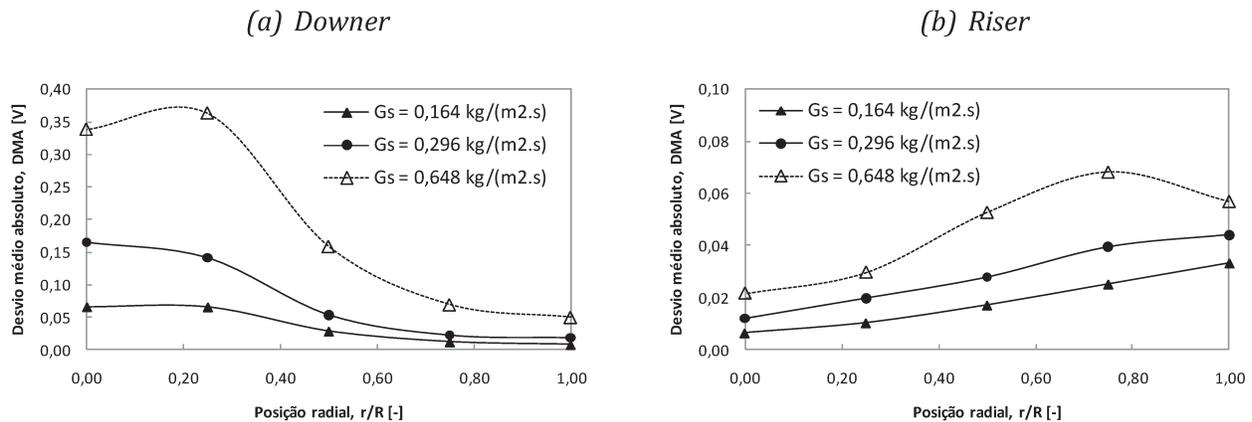
**Figura 4.18.** Efeito da elevação axial. Perfis radiais de desvio médio absoluto nas seções (a) downer e (b) riser. Condição de operação:  $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$  e  $u_0 = 5,26 \text{ m/s}$ .

Pelos perfis radiais de DMA, pode ser visto que no caso do *downer* eles são diferentes na entrada e na saída da seção. Na entrada ( $Z = 0,05 \text{ m}$ ), valores elevados são encontrados no centro do reator, devido à alimentação de sólidos predominante nesta posição radial, e atinge um mínimo na parede. Na saída ( $Z = 0,80 \text{ m}$ ), o oposto ocorre: as flutuações são maiores na parede, com valor de DMA maior ainda que na entrada da seção para esta mesma posição radial, reforçando que o fluxo de sólidos se distribui melhor com a corrente de gás e se dirige à parede conforme o escoamento se desenvolve. No caso do *riser*, os desvios médios absolutos também são maiores na zona de entrada ( $Z = 0,25 \text{ m}$ ), com valores maiores na região da parede. Conforme o aumento da altura, o perfil se torna mais uniforme, com valores elevados na parede, mostrando que há flutuações maiores nesta posição.

## 4.2.3.3 EFEITO DO FLUXO DE SÓLIDOS

O efeito do fluxo de sólidos em termos de perfis radiais de DMA pode ser analisado na Figura 4.19, a qual representa os resultados para as três condições de operação já apresentadas

na seção 4.2.2.3 (velocidade superficial de gás constante,  $u_0 = 5,26$  m/s (*downer*), e dois fluxos de sólidos:  $G_s = 0,164$  kg/(m<sup>2</sup>.s) e  $G_s = 0,296$  kg/(m<sup>2</sup>.s); e uma terceira condição, utilizando  $u_0 = 8,42$  m/s e  $G_s = 0,648$  kg/(m<sup>2</sup>.s)).



**Figura 4.19.** Efeito do fluxo de sólidos. Perfis radiais de desvio médio absoluto nas entradas das seções (a) downer ( $Z=0,05$  m) e (b) riser ( $Z = 0,25$  m).

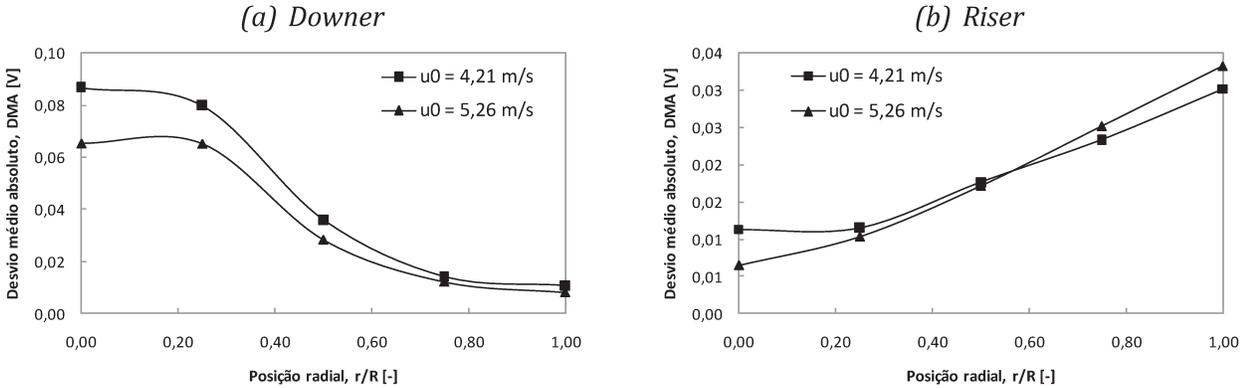
Para o *downer*, um aumento de  $G_s$  resulta num aumento de flutuações, refletidas no aumento de DMA para quase todas as posições radiais, principalmente em  $r/R = 0,25$ , próximo ao centro; já na parede, o efeito é pouco pronunciado. No *riser*, analogamente, também houve aumento de flutuações com o aumento de  $G_s$ , porém esse aumento foi mais acentuado na região próxima à parede.

#### 4.2.3.4 EFEITO DA VELOCIDADE DO GÁS

Com o objetivo de avaliar o efeito da velocidade do gás em termos de DMA, a Figura 4.20 apresenta os perfis radiais de DMA para as mesmas condições de operação analisadas na seção 4.2.2.4 (fluxo de sólidos constante,  $G_s = 0,164$  kg/(m<sup>2</sup>.s) e duas velocidades superficiais de gás,  $u_0 = 4,21$  m/s e  $u_0 = 5,26$  m/s).

Os perfis de DMA mostram que, no *downer* o aumento da velocidade do gás faz com que as flutuações diminuam em todas as posições radiais analisadas, devido à diluição do escoamento. No *riser*, nota-se que as flutuações diminuiriam com o aumento da velocidade de ar apenas na metade da seção próxima ao centro; já na parede, as flutuações aumentaram, pois o

efeito da curva em dirigir o escoamento para essa região se torna mais intenso com o aumento da velocidade do gás.



**Figura 4.20.** Efeito da velocidade do gás. Perfis radiais de desvio médio absoluto nas entradas das seções (a) downer ( $Z = 0,05$  m) e (b) riser ( $Z = 0,25$  m). Condição de operação:  $G_s = 0,164$  kg/(m<sup>2</sup>.s).

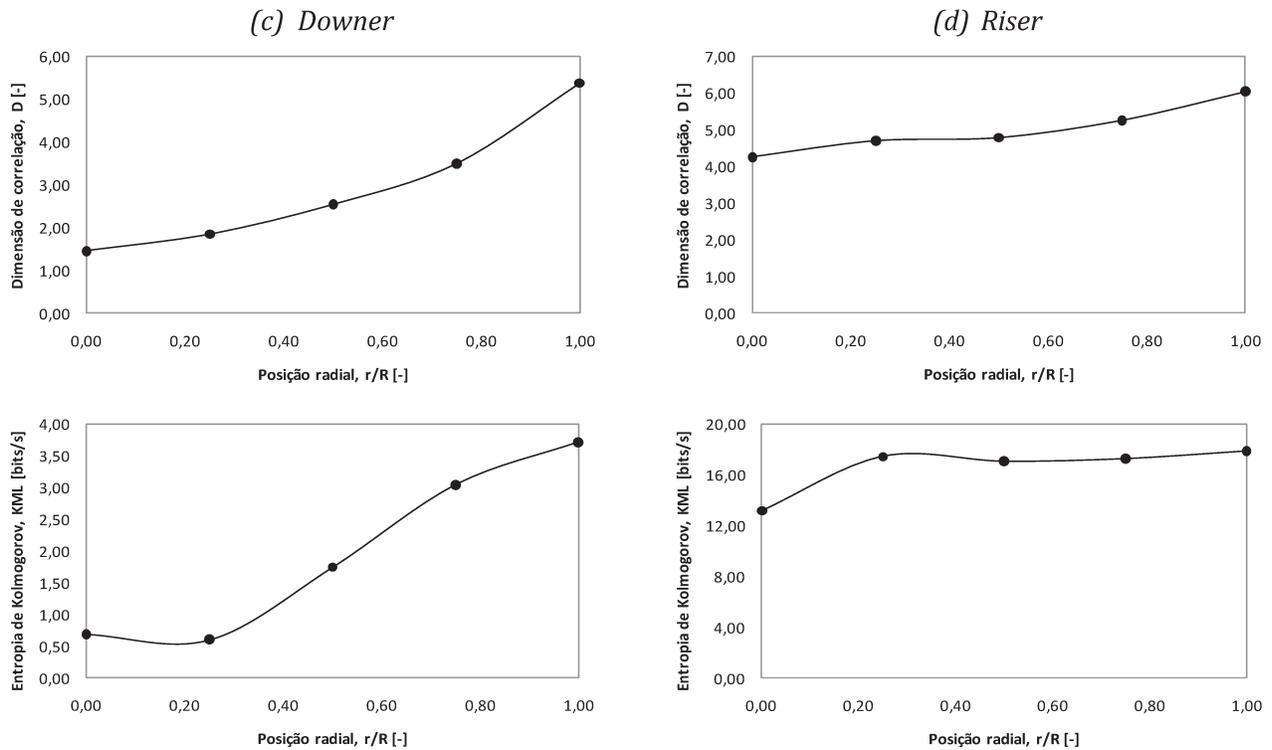
#### 4.2.4 ANÁLISE NO ESPAÇO DE FASE (CAOS)

Nesta seção são apresentados os perfis radiais dos parâmetros caóticos estudados para descrever a fluidodinâmica do LFC. Trata-se da dimensão de correlação ( $D$ ) e entropia de Kolmogorov ( $K_{ML}$ ). Assim como na seção anterior, as figuras serão apresentadas de acordo com o efeito a ser avaliado.

##### 4.2.4.1 EFEITO DO ESCOAMENTO RADIAL

Para analisar o efeito do escoamento radial nas seções *downer* e *riser*, sob as mesmas condições apresentadas nas seções anteriores, perfis radiais de  $D$  e  $K_{ML}$  são apresentados na Figura 4.21. Verifica-se que, para o *downer*, o perfil radial dos parâmetros caóticos ( $D$  e  $K_{ML}$ ), assim como no caso do desvio médio absoluto (DMA), sofre forte influência do alimentador de sólidos. O escoamento é mais diluído e complexo na região da parede e mais concentrado e previsível no centro. O comportamento de entropia, apesar de ser similar ao da dimensão de correlação, é mais sensível à mudança da posição radial. No caso do *riser*, como foi avaliado pelo perfil de DMA, o escoamento é mais concentrado na região da parede para este caso. Entretanto, o efeito da curva em “U”, que dirige o escoamento principalmente à posição  $r/R = 1,0$ , faz com que haja forte interação entre os sólidos e a parede da seção. De acordo com Manyele et al.

(2006), onde há forte interação entre as partículas e a parede, os *clusters* se quebram mais rápido, aumentando a frequência e o número de *clusters* menores, resultando em flutuações de concentração de sólidos mais vigorosas, e, portanto, valores altos de  $K_{ML}$ . (ou  $D$ ). Na região central, por se tratar de uma condição de operação diluída, há pouco fluxo de sólidos e o movimento das partículas é menos complexo.



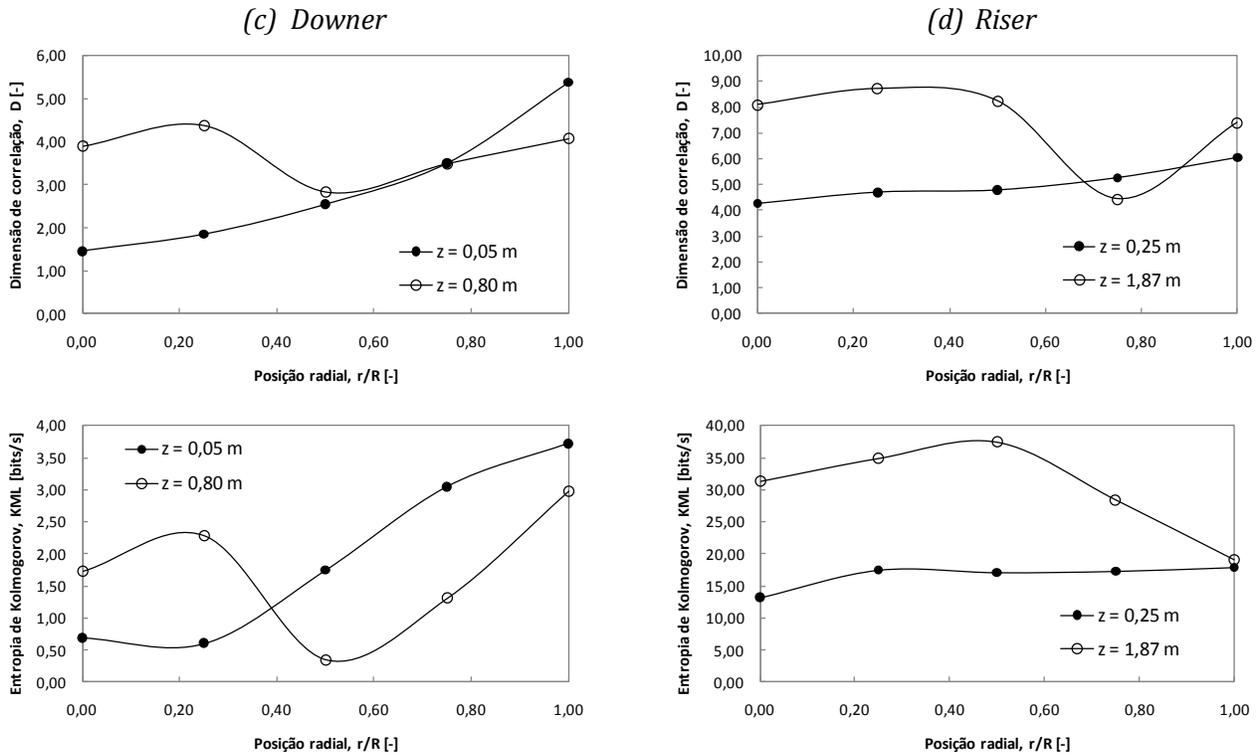
**Figura 4.21.** Efeito do escoamento radial. Perfis radiais de dimensão de correlação e entropia de Kolmogorov nas entradas das seções (a) downer ( $Z=0,05$  m) e (b) riser ( $Z=0,25$  m). Condição de operação:  $G_s=0,296$  kg/(m<sup>2</sup>.s),  $u_0=5,26$  m/s.

#### 4.2.4.2 EFEITO DA ELEVAÇÃO AXIAL

Para analisar o efeito da elevação axial ao longo do raio das seções *downer* e *riser*, sob as mesmas condições apresentadas nas seções anteriores, perfis radiais de  $D$  e  $K_{ML}$  são apresentados na Figura 4.22.

Os perfis de  $D$  mostraram que na entrada do *downer* o escoamento é mais complexo próximo à região da parede e menos complexo no centro, onde há maior concentração de sólidos devido à presença do alimentador nesta posição. Conforme se aumenta a altura axial, percebe-se

uma alteração do perfil de  $D$ : maiores valores são encontrados no centro e menores na região da parede. Isso revela que o fluxo de sólidos está sendo distribuído e, no caso, sendo dirigido próximo à parede, onde o efeito cíclico dos jatos de sólidos é mais intenso que no centro da seção (em  $r/R = 1,0$ ,  $DMA = 0,047 V$  e em  $r/R = 0$ ,  $DMA = 0,015 V$ ). Tal efeito é consistente com as observações durante o experimento.



**Figura 4.22.** Efeito da elevação axial. Perfis radiais de dimensão de correlação e entropia de Kolmogorov nas seções (a) downer e (b) riser. Condição de operação:  $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$  e  $u_0 = 5,26 \text{ m/s}$ .

No caso do *riser*, verificou-se que o escoamento é mais complexo em comparação ao *downer*, com maiores valores de  $D$  encontrados nas duas posições axiais analisadas. O escoamento apresenta maior complexidade no topo do *riser* ( $Z = 1,87 \text{ m}$ ), o que era de se esperar, pois como discutido, o escoamento atinge uma mistura mais intensa entre as fases nesta altura. Entretanto, apenas próximo à região parede ( $r/R = 0,75$ ), pode ser visto que houve uma diminuição da complexidade, revelado pela dimensão de correlação mais baixa. Isso se deve porque as fases sólida e gasosa se movem mais devagar nesta região. Além disso, autores já

verificaram (p. ex., Manyele et al., 2006) que no escoamento gás-sólido no *riser*, na região da parede, a dimensão de correlação tem pouca influência com a elevação axial.

Os perfis radiais de  $K_{ML}$  mostraram comportamentos semelhantes às de dimensão de correlação para o caso do *downer*. O efeito da inversão do fluxo de sólidos do centro para a região da parede conforme a elevação axial, que faz com que diminua a complexidade ou aumente a previsibilidade na posição onde os jatos de sólidos estão escoando, foi mais intenso nos perfis de  $K_{ML}$ , que é um parâmetro caótico mais sensível. Para o *riser*, onde a o escoamento é menos previsível em comparação ao *downer*, foi verificado que na base do reator, os perfis radiais de  $K_{ML}$  são similares aos de  $D$  exceto próximo à região da parede da seção. Tal efeito também foi verificado por Wu et al., 2007. Na entrada, o aumento da turbulência devido à passagem do escoamento pela curva em “U” antes de atingir o *riser*, faz com que o escoamento se torne mais complexo principalmente na região da parede. Na saída, há forte influência do fluxo de sólidos, que está sendo dirigido à parede que causa um comportamento mais estruturado nas séries temporais, e então, menor  $D$ .

#### 4.2.4.3 EFEITO DO FLUXO DE SÓLIDOS

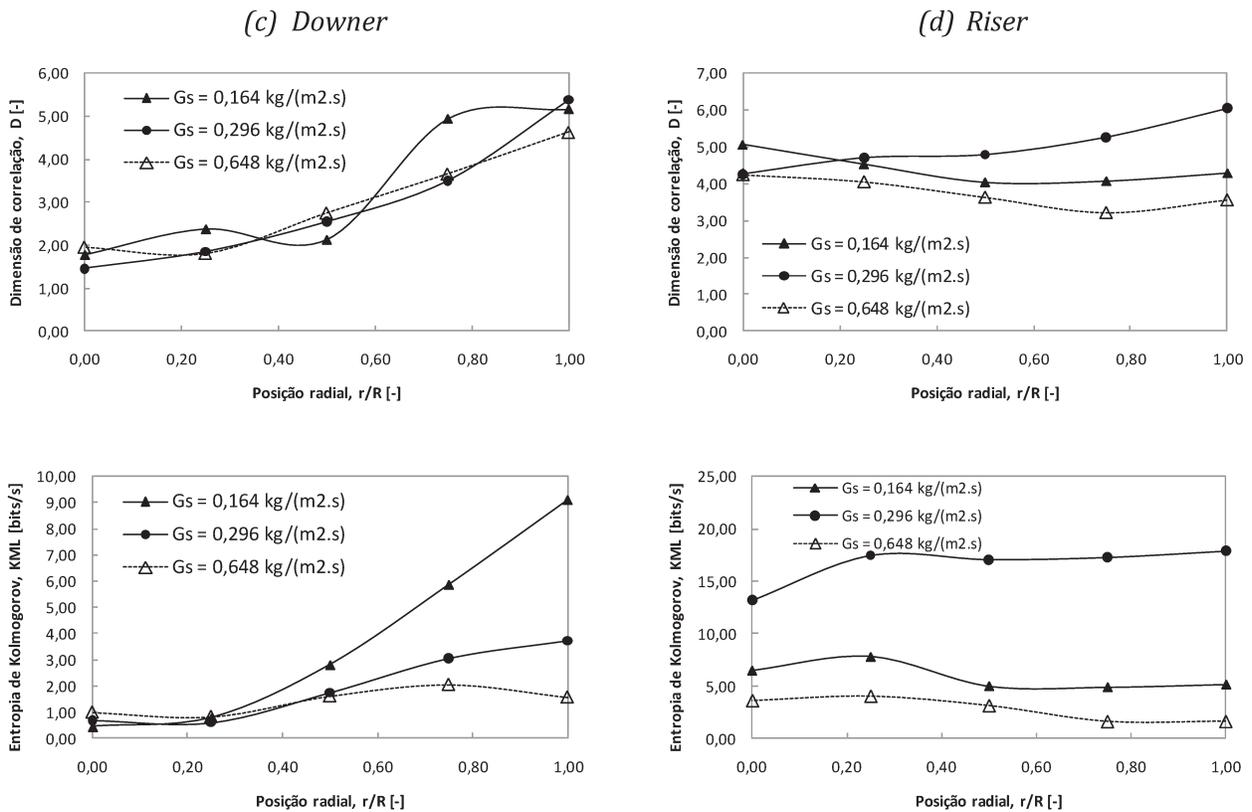
---

O efeito do fluxo de sólidos em diferentes posições radiais, sob as mesmas condições de operação analisadas anteriormente, pode ser verificado na Figura 4.23, a partir dos perfis radiais de DMA,  $D$  e  $K_{ML}$ .

Os perfis de dimensão de correlação mostram que, na entrada do *downer* não há muita influência do fluxo de sólidos na complexidade do escoamento, pois os valores de  $D$  são próximos para as três condições. Tal efeito pode ser explicado pelo efeito de entrada de sólidos, onde as velocidades das partículas são praticamente nulas, para qualquer condição de  $G_s$ . Em algumas posições radiais, principalmente próximas à parede, nota-se que o escoamento é mais complexo para condições de operação mais diluídas, onde o efeito do alimentador de sólidos é menos pronunciado, resultando em séries temporais menos periódicas. Por outro lado, os perfis radiais de entropia de Kolmogorov, parâmetro este mais sensível que a dimensão de correlação, revela que o efeito do fluxo de sólidos é verificado principalmente na região da parede. Segundo esta análise, para a maioria das posições radiais na zona de entrada do *downer*, o escoamento se torna mais previsível com o aumento de  $G_s$ .

No caso do *riser*, o efeito das condições de operação explicado quando a Figura 4.13 foi discutida, pode ser novamente visualizado tanto nos perfis radiais de  $D$  quanto  $K_{ML}$ . Entre as

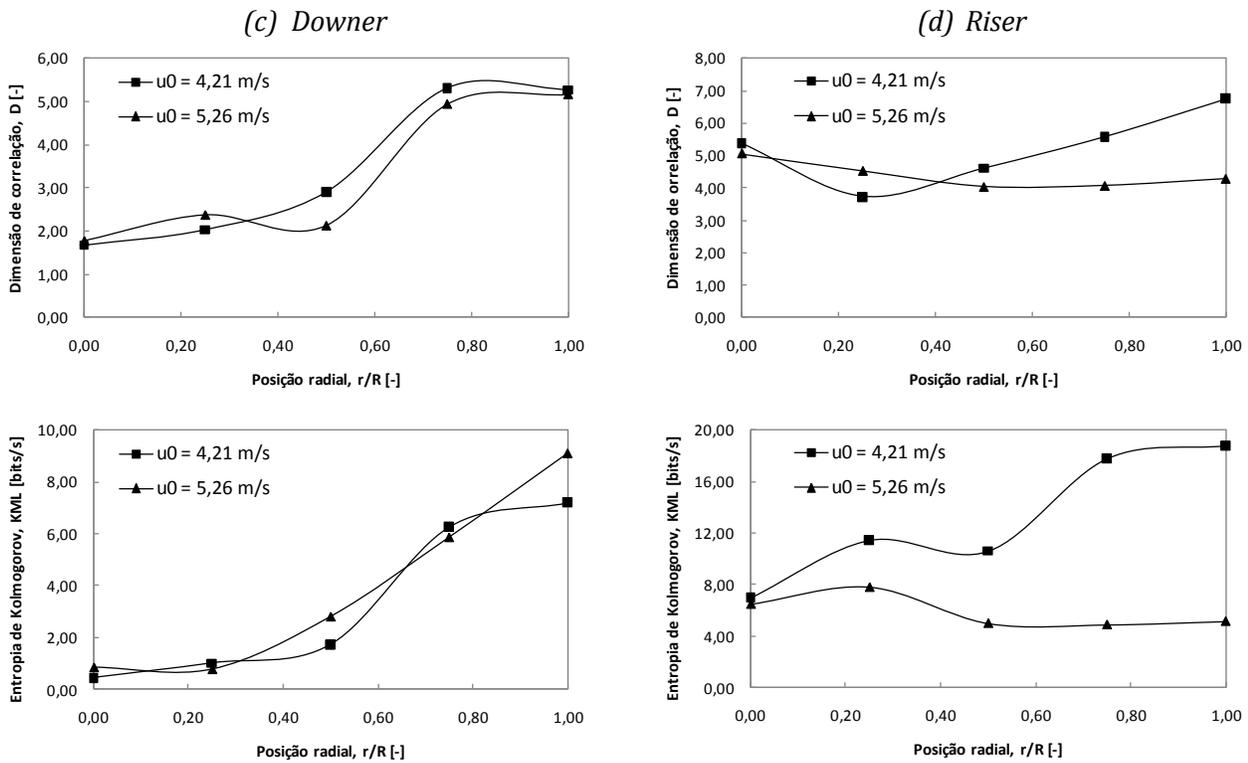
duas condições mais diluídas, o escoamento é mais caótico quando se utiliza maior fluxo de sólidos. Para a terceira condição, o aumento de  $G_s$  fez com que o efeito da alimentação de sólidos fosse sentido na seção *riser*, apresentando sinais periódicos devido à presença de jatos de sólidos, diminuindo bruscamente o valor de  $K_{ML}$ . Nota-se, pelos perfis radiais de  $K_{ML}$ , que a condição  $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$  apresenta valores muito mais elevados, chegando a alcançar 17,28 bits/s em  $r/R = 0,25$ . Tal fato revela que se trata da condição com mistura mais intensa entre as fases sólida e gasosa.



**Figura 4.23.** Efeito do fluxo de sólidos. Perfis radiais de dimensão de correlação e entropia de Kolmogorov nas entradas das seções (a) downer ( $Z = 0,05 \text{ m}$ ) e (b) riser ( $Z = 0,25 \text{ m}$ ).

#### 4.2.4.4 EFEITO DA VELOCIDADE DO GÁS

O efeito da velocidade do gás no escoamento também foi avaliado no espaço de fase por meio dos parâmetros caóticos  $D$  e  $K_{ML}$ , sob as mesmas condições de operação avaliadas nas seções anteriores. A Figura 4.24 apresenta os perfis radiais desses parâmetros obtidos nas zonas de entrada do *downer* e do *riser*.



**Figura 4.24.** Efeito da velocidade do gás. Perfis radiais de desvio médio absoluto, dimensão de correlação e entropia de Kolmogorov. Condição de operação:  $G_s = 0,164$  kg/(m<sup>2</sup>.s),  $r/R = 0$ .

Quanto aos perfis de dimensão de correlação,  $D$ , apenas na região central observou-se que o aumento da velocidade de gás aumenta a complexidade do escoamento. Isso porque esta região é relativamente concentrada e, nestes casos, a diluição faz com que a complexidade aumente. A partir de  $r/R = 0,50$  e seguindo em direção à parede, o escoamento é menos complexo com o aumento de  $u_0$ . Trata-se de uma região bastante diluída, onde quanto menos circulação de sólidos houver menos complexo será o sistema. Para o *riser*, os perfis de  $D$  mostraram que o escoamento se torna menos complexo com o aumento da velocidade do gás para todas as posições radiais, exceto em  $r/R = 0,25$ . Como discutido, no *riser* o escoamento chega bem distribuído e como se trata de uma condição muito diluída, as flutuações de sinais de concentração são muito baixas e o aumento da velocidade as tornam ainda mais previsíveis. É o mesmo caso encontrado na parede do *downer*, onde o escoamento extremamente diluído se torna menos complexo com o aumento da velocidade do gás.

Os perfis de entropia exibem um comportamento similar à de dimensão de correlação no caso do *downer*, mostrando que há pouca influência da velocidade do gás na previsibilidade do

sistema. Por ser um parâmetro caótico sensível, esperava-se notar mais diferença entre os valores para as duas condições analisadas. Isso corrobora que, no *downer*, o alimentador de sólidos é quem tem maior influência no escoamento. No caso do *riser*, o aumento da velocidade de gás afeta de forma significativa os perfis de  $K_{ML}$ . Observou-se um perfil mais uniforme quando se utilizou velocidade de gás mais elevada,  $u_0 = 5,26$  m/s, indicando pequenas variações de previsibilidade das concentrações de sólidos na direção radial nesta posição axial da seção. O mesmo fenômeno foi verificado por Manyele et al., 2006. Quando se utilizou  $u_0 = 5,26$  m/s, verificou-se uma diminuição tanto dos valores de  $D$  quanto de  $K_{ML}$  em direção à parede. Pelo fato de as partículas estarem sendo dirigidas à parede para esta condição, as fases gasosa e sólida se movem mais devagar nesta posição devido ao efeito de parede (Wu et al., 2007). De acordo com esta análise para a situação com velocidade mais elevada reforça o que foi discutido sobre o escoamento estar sendo mais dirigido à parede.

---

#### 4.2.5 RESUMO DE TODAS AS ANÁLISES

---

Até esta etapa da apresentação da segunda parte de experimentos desta Tese, alguns resultados obtidos não foram apresentados, pois nem todos foram expostos para avaliar determinados efeitos relacionados ao escoamento gás-sólido no LFC. Desta forma, esta seção tem por objetivo apresentar e discutir, resumidamente, todos os resultados obtidos na segunda parte de experimentos.

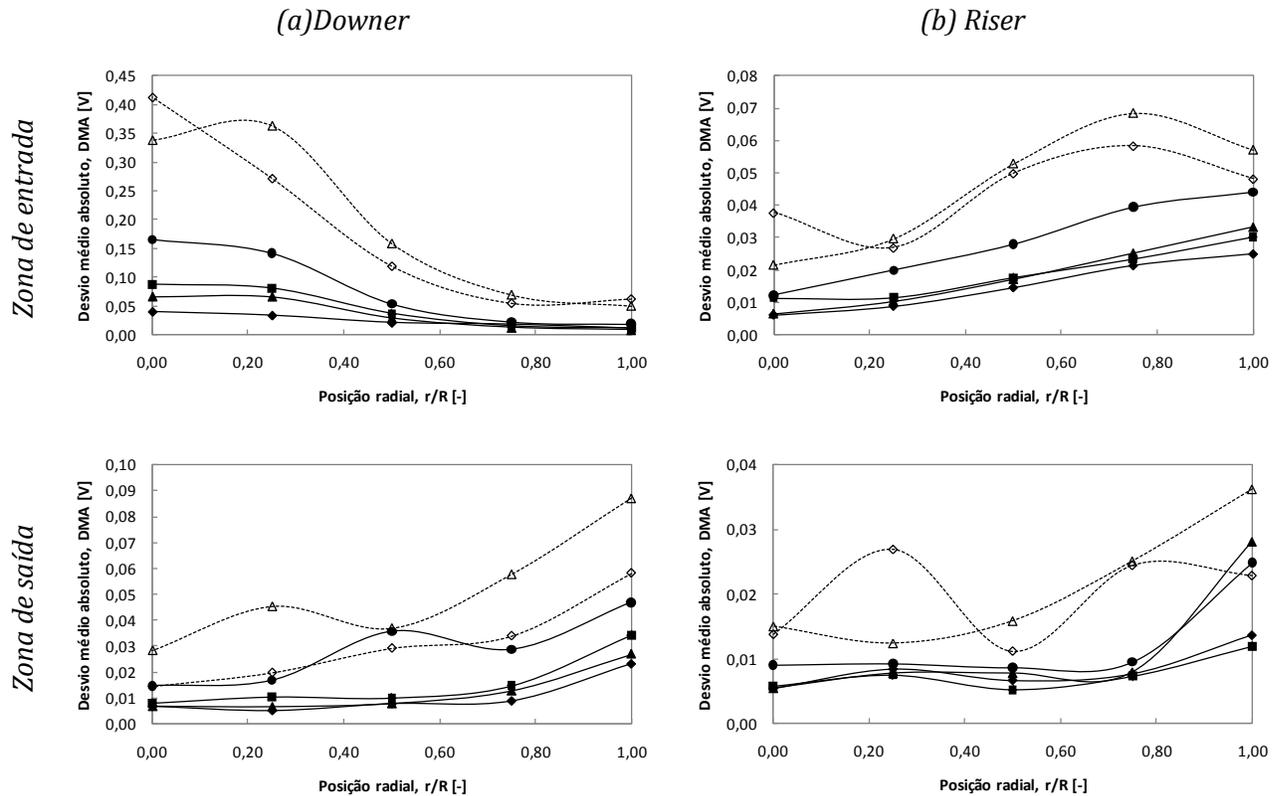
##### 4.2.5.1 ANÁLISE DE DESVIO MÉDIO ABSOLUTO (DMA)

---

Nesta Tese, como análise no domínio do tempo, optou-se por analisar os sinais elétricos pelo valor do desvio médio absoluto (DMA). Os resultados estão apresentados na Figura 4.25, na forma de perfis radiais para as duas posições axiais e seis condições de operação analisadas.

Analisando a Figura 4.25, primeiramente nota-se uma diferença significativa entre os perfis radiais de DMA resultantes do escoamento gás-sólido no *downer* e no *riser*. Foram encontrados valores maiores de DMA no *downer*, mostrando que as flutuações são maiores nesta seção do LFC. Com este resultado, o *downer* se mostra mais denso que o *riser*. Tal fato diferencia o reator LFC utilizado nesta Tese àqueles encontrados na literatura (Tabela 3.2). Nesses trabalhos, os autores verificaram que no *downer* o escoamento é mais diluído e rápido (p. ex., Wu et al., 2007). Aqui, este fenômeno não foi verificado devido à disposição da alimentação de sólidos, que se encontra na zona de entrada do *downer*, resultando em um escoamento mais

denso e com o fluxo de sólidos mal-distribuído nesta seção. Já quando o escoamento atinge a seção *riser*, o fluxo de sólidos está bem distribuído e mais diluído, resultando em flutuações de concentração de sólidos menores. No caso da maioria dos trabalhos encontrados na literatura, como aqueles citados na Tabela 3.2, a alimentação de sólidos é dada na entrada do *riser*, tornando esta seção do LFC provedora de um escoamento mais denso em relação ao *downer*, com a presença de uma região de aceleração na zona de entrada.



**Legenda:**

- ◆—  $G_s = 0,076 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ;  $u_0 = 4,21 \text{ m/s}$
- $G_s = 0,164 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ;  $u_0 = 4,21 \text{ m/s}$
- ▲—  $G_s = 0,164 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ;  $u_0 = 5,26 \text{ m/s}$
- $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ;  $u_0 = 5,26 \text{ m/s}$
- ◇---  $G_s = 0,472 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ;  $u_0 = 7,36 \text{ m/s}$
- △---  $G_s = 0,648 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ;  $u_0 = 8,42 \text{ m/s}$

**Figura 4.25.** Perfis radiais de desvios médios absolutos (DMA) nas zonas de entrada e saída do (a) *downer* e (b) *riser*.

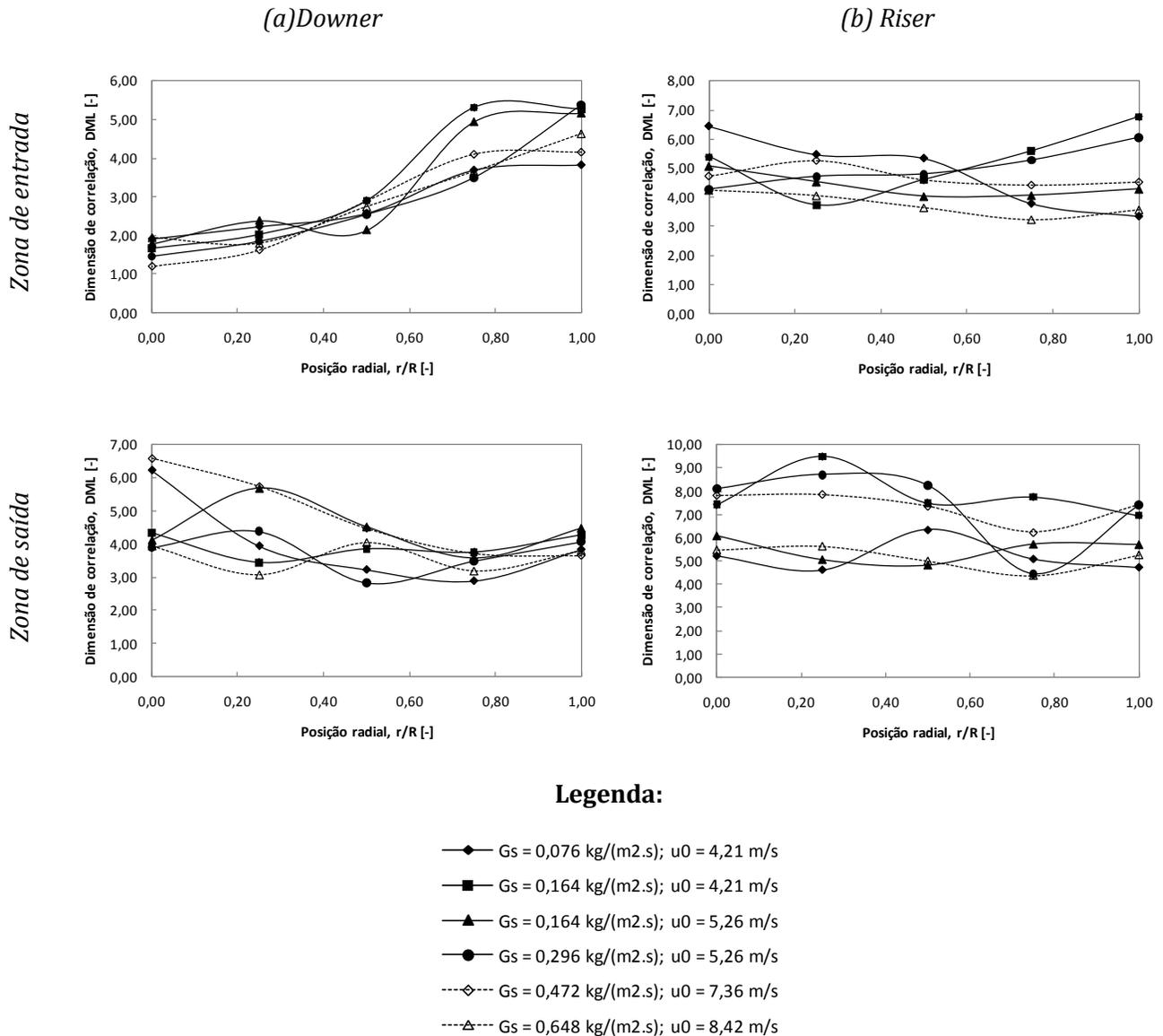
Outro comportamento distinto notável é verificado quando se compara as seções de entrada e saída de cada seção. No *downer*, na zona de entrada, flutuações maiores representadas por valores elevados de DMA e correspondentes a um escoamento mais denso são encontradas na região central ( $r/R = 0$ ). Os valores de DMA diminuem conforme se afasta desta posição radial, atingindo um mínimo na região da parede ( $r/R = 1,0$ ). Na zona de saída, onde o escoamento está mais desenvolvido e há aceleração extra devido à presença da curva, maiores flutuações são encontradas na parede da seção, evidenciando que o fluxo de sólidos foi dirigido para esta posição. Para algumas condições mais densas ( $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$  e  $0,648 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ ), também foram encontrados valores elevados de DMA entre  $r/R = 0,25$  e  $r/R = 0,50$ , mostrando que também há um fluxo de sólidos relativamente elevado nestas posições para estas condições.

No caso do *riser*, os perfis radiais de DMA na seção de entrada revelam que na parede as flutuações são maiores. Tal fato se deve pela passagem do escoamento pela curva em U antes de atingir a seção *riser*, fazendo com que o fluxo de sólidos se dirija à parede quando atinge a seção vertical de transporte ascendente. No centro da zona de entrada do *riser*, os valores de DMA são os mais baixos e são resultados de flutuações baixas que representam o escoamento diluído nesta posição. Já na zona de saída, exceto para as duas condições de operação mais densas ( $G_s = 0,472 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$  e  $0,648 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ ), o perfil de DMA é mais plano com valores elevados próximo à parede, onde se encontra maior fluxo de sólidos. Para algumas condições de operação, principalmente quando se utiliza  $G_s = 0,472 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ , encontra-se valores de DMA elevados na posição radial próxima ao eixo ( $r/R = 0,25$ ), evidenciando que um fluxo elevado de sólidos passa por este local. Tal fato pode ser explicado pelo efeito de saída do tipo abrupta do reator, que faz com que o escoamento se desloque para esta posição.

#### 4.2.5.2 ANÁLISE DA DIMENSÃO DE CORRELAÇÃO ( $D$ )

A dimensão de correlação,  $D$ , é um parâmetro da análise de caos frequentemente utilizado e reflete a complexidade do atrator no espaço de fase e também o grau de liberdade do sistema dinâmico. Os perfis radiais de dimensão de correlação para as diversas condições de operação são apresentadas na Figura 4.26.

A análise destes resultados permite verificar que o escoamento é mais complexo para as situações com menor flutuação de sinais, ou seja, menor DMA. Geralmente, são encontrados valores menores dos parâmetros caóticos para condições de concentrações de sólidos elevadas. Isto é devido ao fato de que a presença de sólidos na corrente de gás reduz a quantidade de turbulência e complexidade do escoamento (Manyele et al., 2003).



**Figura 4.26.** Perfis radiais de dimensão de correlação ( $D$ ) nas zonas de entrada e saída do (a) *downer* e (b) *riser*.

O perfil radial de  $D$  na entrada do *downer* revela que os valores são mínimos na posição central, mostrando que o fluxo é menos complexo e mais previsível nesta região. Conforme se aproxima da parede, os valores se tornam mais elevados, com máximo em  $r/R = 0,75$ , indicando uma suspensão gás-sólido menos uniforme nesta região. Os menores valores de  $D$  na região central da entrada do *downer* é devido à alta concentração de sólidos nesta posição radial. Na entrada da seção *downer*, os jatos de sólidos estão apenas começando a se misturar com o ar,

também alimentado nesta posição, causando um escoamento radial totalmente irregular, com maior concentração de sólidos na região central.

Já na saída do *downer*, há uma mistura mais intensa das fases. O fluxo de sólidos nesta posição axial, como verificado pelos perfis de DMA, é dirigido à região da parede devido ao efeito de saída causado pela curva. Logo, a região central na zona de saída do *downer* é mais diluída e complexa e, conforme se aproxima da parede, o escoamento se torna mais concentrado, e menos complexo. Entretanto, nota-se um pequeno aumento quando se atinge a posição  $r/R = 1,0$ . Cheng et al. (1998) e Manyele (2003) também relataram esse comportamento em *downers*. Esse aumento de  $D$  na parede pode ser atribuído às interações entre sólidos e parede.

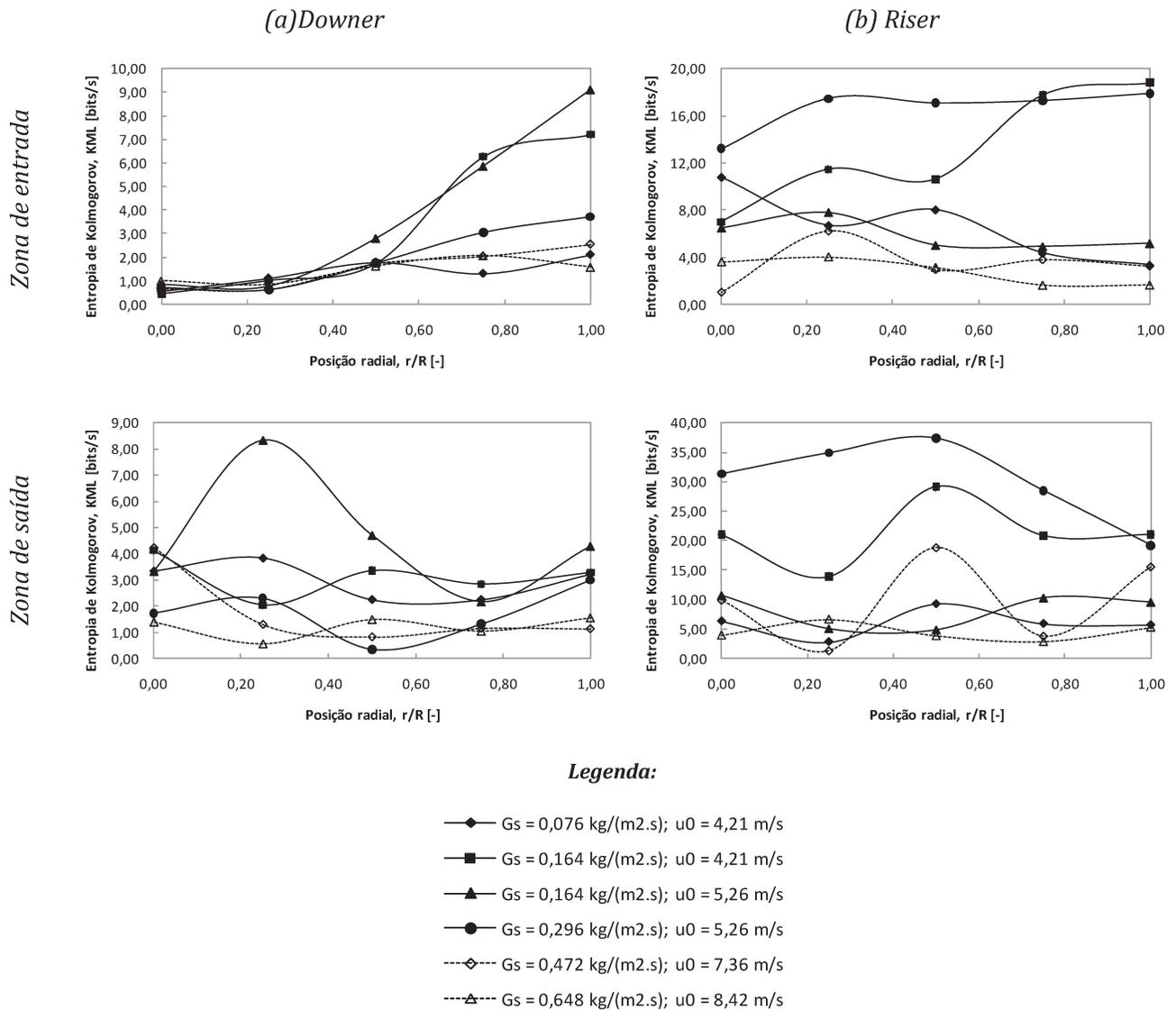
Quanto à influência das condições de operação, elas são mais significantes nas regiões diluídas, ou seja, próximo à parede na entrada do *downer*, e próximo ao centro na saída.

Para o *riser*, os perfis radiais são mais planos em comparação ao *downer*, entretanto os valores de  $D$  são mais elevados, tendo um mínimo de 3,20 para a condição mais concentrada ( $G_s = 0,648 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ ), em  $r/R = 0,75$  na zona de entrada. Isso se deve pelo fato de que as fases sólida e gasosa já estão mais bem distribuídas quando escoamento atinge a seção *riser*. De acordo com o perfil de DMA, esperava-se encontrar valores mais baixos de  $D$  na posição da parede, onde o fluxo de sólidos é mais elevado, fazendo com que a quantidade de turbulência e complexidade do escoamento se reduza. Entretanto, assim como relatado por Bai et al. (1997), foi verificado um aumento de  $D$  na posição da parede, exceto para a condição mais diluída ( $G_s = 0,076 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ ). Tal fato pode ser explicado pela interação entre as partículas e a parede, atenuada pela passagem do escoamento pela curva em “U” antes de atingir a seção *riser*. Além disso, para condições mais concentradas, o aumento de  $D$  em direção à parede ocorre devido comportamento intermitente de grandes aglomerados de partículas nesta região. A região central é mais diluída, como verificado pelo perfil de DMA, e possui valores mais elevados de  $D$ . Isto porque, sob condições diluídas as partículas têm graus de liberdade elevados, levando a variações de concentração de sólidos mais complexas.

Na zona de saída do *riser*, o comportamento é semelhante. Os perfis são planos e encontram-se menores valores de  $D$  na parede. Entretanto, se comparados à zona de entrada, os valores de  $D$  são maiores, isto porque a mistura gás-sólido é mais intensa nesta posição axial. O efeito de parede foi verificado apenas para as condições mais concentradas ( $G_s = 0,472 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ ) e  $G_s = 0,648 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ ), onde houve um pequeno aumento de  $D$  em  $r/R = 1,0$ .

## 4.2.5.3 ANÁLISE DA ENTROPIA DE KOLMOGOROV (KML)

Os perfis radiais de dimensão de correlação para as diversas condições de operação são apresentadas na Figura 4.27.



**Figura 4.27.** Perfis radiais de entropia de Kolmogorov ( $K_{ML}$ ) nas zonas de entrada e saída do (a) downer e (b) riser.

No caso do *downer*, na zona de entrada os valores de  $K_{ML}$  aumentam em direção à parede. Na zona de saída, o escoamento exibe perfis radiais de  $K_{ML}$  mais uniformes com valores um pouco mais elevados na região central, correspondente à região diluída. Na região da parede,

onde há maior fluxo de sólidos, os valores de  $K_{ML}$  são elevados principalmente devido à interação entre sólidos e a parede do reator. Tal análise demonstra que o escoamento é menos previsível em direção à parede, na zona de entrada. Devido ao alto fluxo de sólidos bastante dirigido para a região central, os valores de  $K_{ML}$  são baixos e praticamente independentes das condições de operação. Na zona de saída do *downer*, apesar de o escoamento ser menos previsível na região central, os valores elevados de  $K_{ML}$  também encontrados na região da parede revelam o forte efeito da interação sólidos-parede.

Para o *riser*, pode ser visto que os valores de  $K_{ML}$  são bem mais elevados, mostrando que o escoamento é menos previsível nesta seção. Isso se deve pelo fato de a mistura gás-sólido ser mais intensa no *riser*, conclusão esta também verificada na análise de dimensão de correlação. Para a condição de operação em que se utilizou  $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$  é a menos previsível, apresentando valores máximos de  $K_{ML}$ .

Na entrada do *riser* pode ser visto que para algumas condições de operação, o escoamento tende a ser mais previsível, com valores menores de  $K_{ML}$ , perto à região da parede, como é o caso das condições de operação mais densas. Entretanto, para a condição com  $G_s = 0,164 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ , por exemplo, o oposto acontece: o escoamento é mais previsível na região central, e tende a tornar-se mais caótico, ou menos previsível, conforme se aproxima da região da parede. Trata-se de uma condição bastante diluída com efeito pronunciado da interação entre os sólidos e a parede do reator.

Já na zona de saída do *riser*, foram encontrados valores de  $K_{ML}$  bastante elevados, atingindo 37,43 bits/s na posição radial  $r/R = 0,5$  para a condição de operação com  $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ . Tanto para esta condição como para as outras, verifica-se que os valores de  $K_{ML}$  são relativamente baixos tanto na região da parede, devido à presença de maior fluxo de sólidos nesta posição, assim como na região central, indicando que o escoamento também é mais previsível no centro da seção. Tal fenômeno pode ser explicado pelo efeito de saída, que faz com que os sólidos se dirijam à posição central, conseqüentemente diminuindo a quantidade de turbulência e complexidade do escoamento nesta posição.

---

#### 4.2.6 IDENTIFICAÇÃO DE COMPORTAMENTOS (REGIMES)

---

Como apresentado na revisão bibliográfica, seção 2.4.3, Manyele et al. (2006) estudaram a fluidodinâmica em um reator *riser* em condições densas ( $G_s > 200 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ ), e verificaram dois comportamentos quanto à complexidade do sistema:

1. Para condições diluídas, definidas pelos autores para as situações que utilizaram  $G_s < 200$  kg/(m<sup>2</sup>.s), verificou-se que o aumento de  $G_s$  faz com que a previsibilidade aumente, refletida pelos valores baixos de  $K_{ML}$ . Tais resultados podem ser visualizados na Figura 2.24 (b). Para os autores, em baixas concentrações, a variação da fração de sólidos,  $\varepsilon_s$ , com o tempo é mais rápida e complexa, devido principalmente à turbulência do gás.
2. Quando se trabalha com fluxo de sólidos elevados, diferentemente do comportamento anterior, os resultados mostram que o valor de  $K_{ML}$  aumenta com o aumento de  $G_s$ . Por trabalhar em um regime denso, segundo os autores tal fenômeno pode ser atribuído à instabilidade dos *clusters* quando o tamanho excede o máximo, fazendo com que os mesmos se colapsem mais rapidamente, levando a maiores oscilações na concentração de sólidos, e, portanto, valores altos de  $K_{ML}$ . Entende-se, portanto, que neste regime a fase particulada é predominante.

Nesta Tese trabalhou-se com condições de operação bastante diluídas e na seção *riser* também foram identificados dois comportamentos:

1. Para as condições mais diluídas utilizadas, com  $G_s < 0,296$  kg/(m<sup>2</sup>.s), verificou-se que o aumento do fluxo de sólidos acarretou o aumento da complexidade do atrator, refletido pelos valores mais elevados de  $D$  e  $K_{ML}$ . Por utilizar condições muito mais diluídas que nos trabalhos referenciados (ver Tabela 3.2), esses resultados demonstram que para essas condições extremamente diluídas, o escoamento é mais previsível quando há presença de poucas partículas e se torna mais complexo com o aumento do fluxo de sólidos, onde há uma mistura intensa entre as fases. Neste regime extremamente diluído, a fase gasosa predomina.
2. A partir de certo ponto ( $G_s = 0,296$  kg/(m<sup>2</sup>.s)), quando se aumenta o fluxo de sólidos, os valores de  $D$  e  $K_{ML}$  começam a diminuir. O comportamento nestas condições – as quais são denominadas aqui de “regime diluído” – é semelhante àqueles comumente verificado na literatura para condições diluídas, onde o aumento de  $G_s$  faz com que diminua os valores de  $D$  e  $K_{ML}$ . Neste caso, o escoamento é predominado principalmente pela interação entre as duas fases, gasosa e particulada.

Para visualizar esses resultados, a Figura 4.28 apresenta a relação entre as seis condições de operação utilizadas na Tese com o valor de entropia de Kolmogorov ( $K_{ML}$ ). Escolheu-se representar as condições de operação na forma de fração volumétrica de sólidos ( $C_v$ ), dada pela Equação 3.1, por ser um parâmetro adimensional. A entropia de Kolmogorov utilizada refere-se ao valor médio encontrado na seção axial do *riser* referente à zona de entrada ( $Z = 0,25$  m) e foi escolhida por ser um parâmetro caótico mais sensível que a dimensão de correlação.

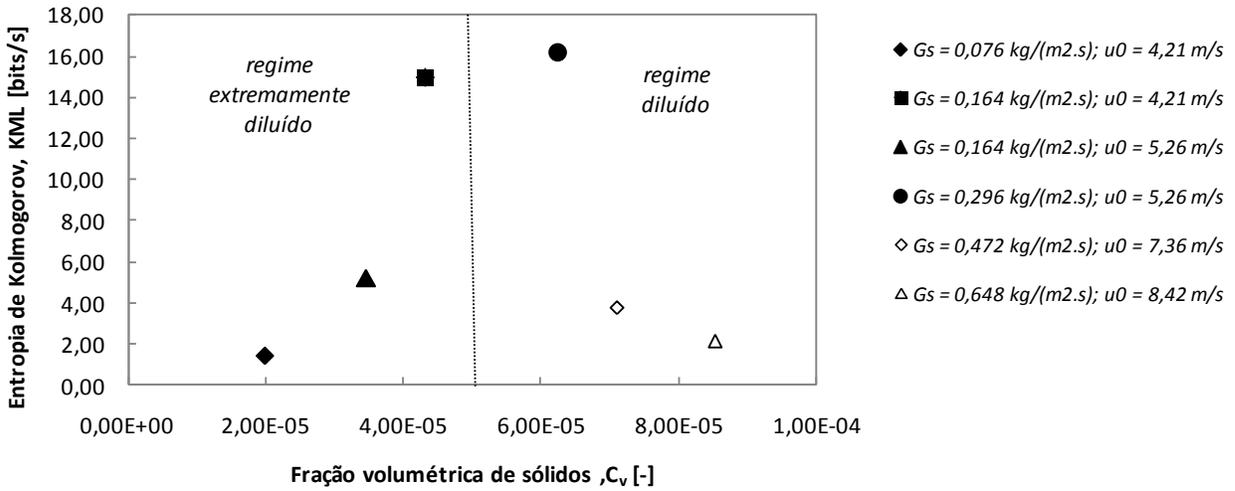


Figura 4.28. Identificação de regimes na seção riser

A mesma análise foi feita para a seção *downer*. A Figura 4.29 apresenta a relação entre a entropia média encontrada na zona de entrada do *downer* ( $Z = 0,05$  m) com as seis condições de operação ( $C_v$ ) utilizadas. Verifica-se que a partir de  $G_s = 0,1646$  kg/(m<sup>2</sup>.s) com  $u_0 = 5,26$  m/s, os valores de  $D$  e  $K_{ML}$  diminuem com o aumento do fluxo de sólidos. Nota-se, então, que  $C_v \approx 5.10^{-5}$  refere-se ao ponto de transição entre os dois regimes de escoamento, os quais exibem comportamentos distintos.

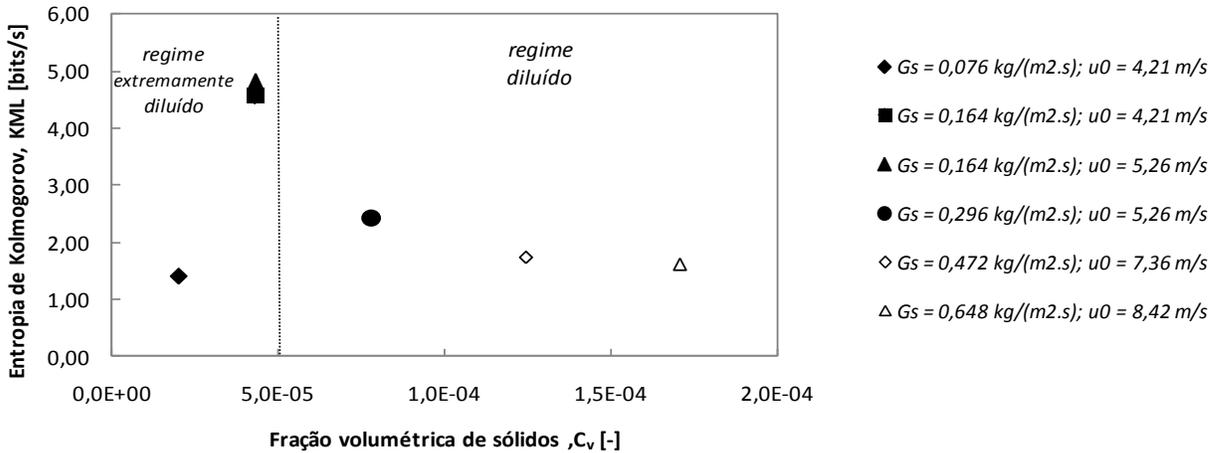
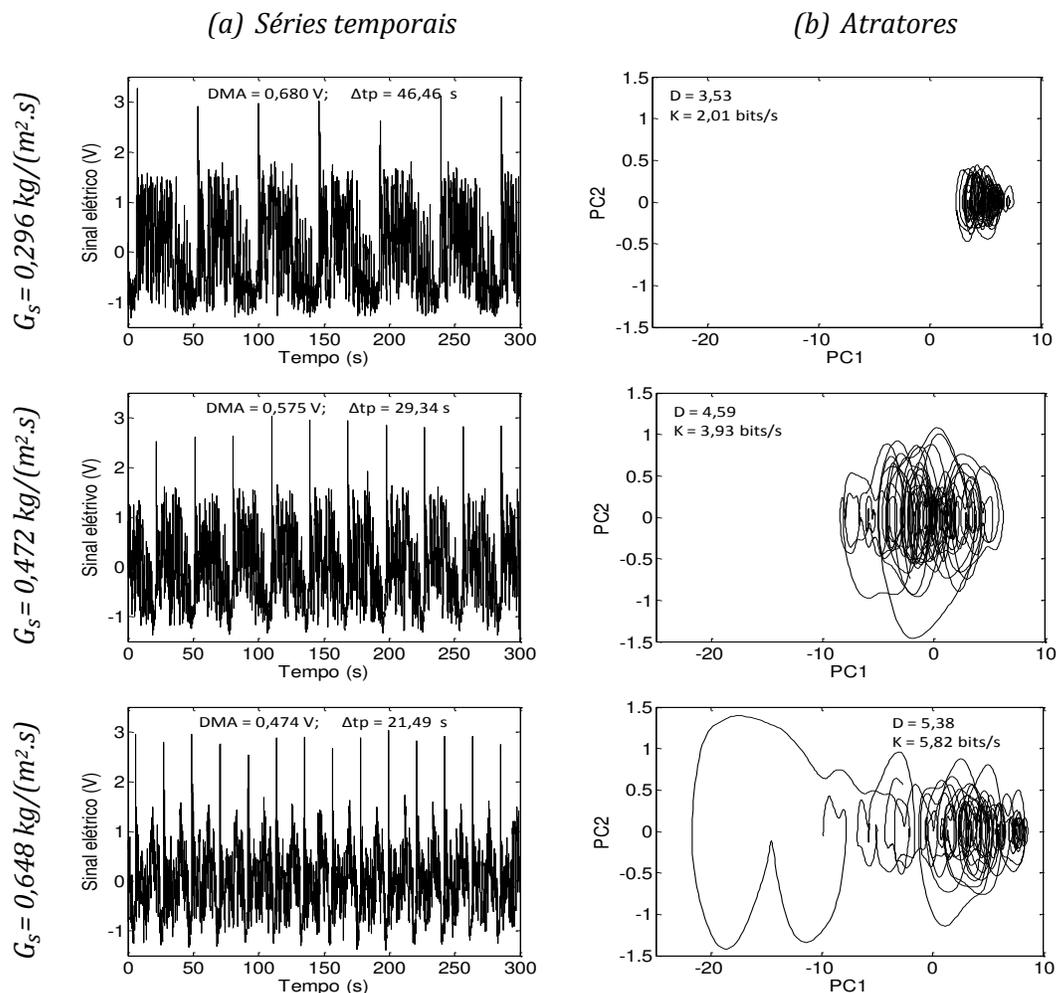


Figura 4.29. Identificação de regimes na seção downer

Também se verificou se o reator LFC em questão poderia alcançar condição de regime denso regido somente pela fase particulada. Na unidade experimental, a situação mais densa

pode ser alcançada na seção *downer* utilizando o fluxo máximo de sólidos suportado pelo alimentador ( $G_S = 0,648 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ ) sem a presença de gás ( $u_0 = 0$ ). Nesta condição, na seção *downer* as partículas são transportadas devido à força de aceleração gravitacional. Portanto, três condições de operação foram analisadas para o escoamento na seção *downer* com a ausência da fase gasosa:  $G_S = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ ,  $G_S = 0,472 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$  e  $G_S = 0,648 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ , sendo o último referente ao fluxo máximo suportado pelo alimentador. A Figura 4.30 apresenta as séries temporais e os respectivos atratores para obtidos para as três condições de fluxo de sólidos sem vazão de ar, na posição de medida  $r/R = 0$  e  $Z = 0,05 \text{ m}$ .



**Figura 4.30.** (a) Séries temporais e (b) atratores obtidos na seção *downer* ( $Z = 0,05 \text{ m}$ ,  $r/R = 0$ ) na ausência da alimentação de gás.

As séries temporais obtidas revelam novamente o efeito da alimentação periódica. Entretanto, diferentemente da situação onde há a presença de ar (ver Seção 4.2.2.3), para fluxos de sólidos mais baixos, os valores de DMA são mais elevados. Os atratores apresentam valores de dimensão e entropia mais elevados conforme se aumenta o fluxo de sólidos. Este resultado foi semelhante ao encontrado por Manyele et al. (2006) quando os autores trabalharam em situação de regime denso no riser. No caso desta Tese, pensando-se numa continuação dos resultados apresentados na Figura 4.29, outro regime seria alcançado, pois para este caso os valores de  $C_v$  são maiores, e os respectivos valores de  $K_{ML}$  aumentam no sentido de  $C_v$ . Para esta condição, o escoamento é regido somente pela fase particulada, com a presença instável de *clusters* devido à ocorrência de jatos de sólidos provocados pelo alimentador.

A Figura 4.31 apresenta os perfis radiais de DMA,  $D$  e  $K_{ML}$ . De acordo com as três análises, os perfis revelam que o comportamento é distinto comparando a região central ( $r/R = 0$ ), com as outras posições. Como citado nos parágrafos anteriores, na região central, posição a qual há mais influência do alimentador de sólidos, conforme se aumenta  $G_s$ , diminui-se DMA e aumenta-se  $D$  e  $K_{ML}$ . Para as outras posições, o efeito oposto tende a ocorrer. Os perfis de  $K_{ML}$  revelam que a condição mais diluída,  $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ , apresenta valores muito mais elevados (exceto em  $r/R = 0$ ), principalmente na região da parede, chegando a alcançar 7,38 bits/s em  $r/R = 0,80$ . Efeito semelhante foi verificado no caso do riser, utilizando o mesmo fluxo de sólidos (ver Figura 4.12(b)).

Como próxima etapa determinou-se os valores médios de  $K_{ML}$  na seção transversal do *downer* para as três condições de operação avaliadas nesta posição axial ( $Z = 0,05 \text{ m}$ ). Os resultados estão apresentados na Figura 4.32. Diferentemente de quando apenas a posição central ( $r/R = 0$ ) foi analisada, quando se faz uma média dos cinco valores encontrados nas diferentes posições radiais, verifica-se que para a condição mais diluída ( $G_s = 0,296 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ ), o valor de  $K_{ML}$  é maior. Desta forma, considerando toda a seção transversal do *downer*, e não somente o centro como foi avaliado anteriormente, verifica-se que o regime denso é atingido a partir de  $G_s = 0,472 \text{ kg}/(\text{m}^2.\text{s})$ . Para esta condição, o aumento de fluxo de sólidos resulta em um aumento de  $K_{ML}$ , efeito este característico da fase densa. Tal fenômeno pode ser explicado pela instabilidade dos *clusters*, provocados pelos acentuados jatos de sólidos provenientes do alimentador quando se opera sob condição de fluxo elevado.

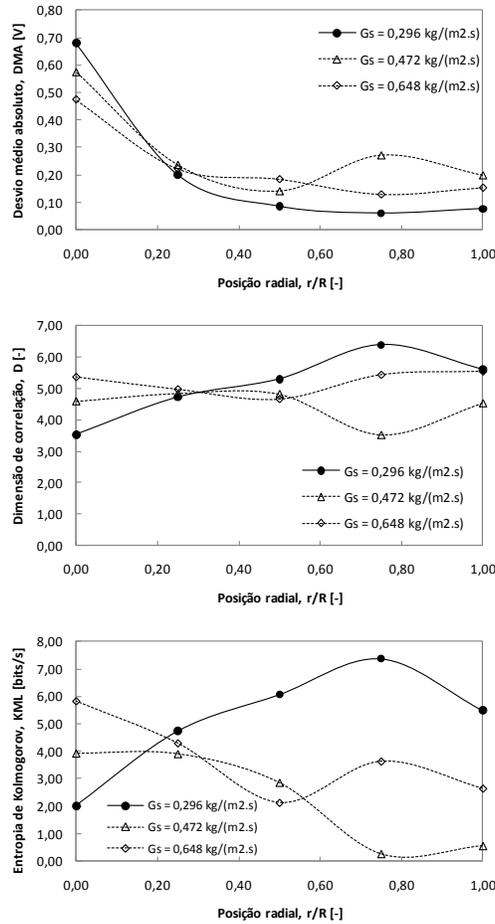


Figura 4.31. Perfis radiais de dimensão de desvio médio absoluto, dimensão de correlação e entropia de Kolmogorov na seção downer ( $Z = 0,05 \text{ m}$ ).

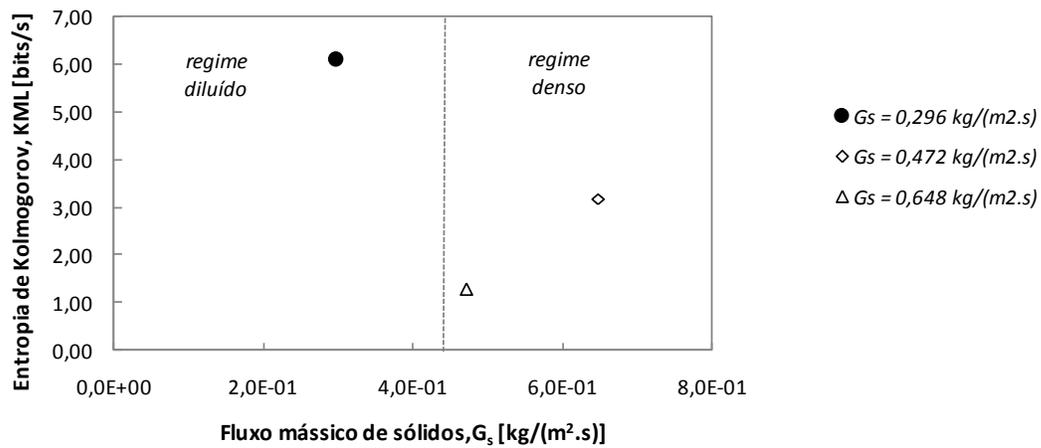


Figura 4.32. Efeito do fluxo de sólidos na ausência da alimentação de gás na seção downer.



---

## CAPÍTULO 5

---

### CONSIDERAÇÕES FINAIS

---

---

*Este capítulo apresenta um resumo dos principais pontos relevantes e conclusões apresentados ao longo desta Tese de Doutorado, a qual teve por objetivo apresentar a utilização da análise de caos em estudos experimentais realizados em sistemas fluidizados, utilizando séries temporais de sinais de elétricos que representam concentração de sólidos. Por fim, são expostas algumas idéias para a continuação deste trabalho.*

## 5.1 CONCLUSÕES

---

### 5.1.1 TEORIA DO CAOS

---

Um dos objetivos desta Tese foi o de introduzir conceitos básicos relacionados à Teoria do Caos, necessários para se entender as aplicações envolvidas principalmente em se tratando de sistemas fluidodinâmicos multifásicos.

Primeiramente, introduziram-se os conceitos de sistemas dinâmicos. Nesta etapa, a intenção foi de situar o fenômeno do caos, ou seja, localizar em que situação dinâmica o caos acontece. Os sistemas caóticos estão compreendidos entre os sistemas periódicos (determinísticos), e sistemas estocásticos. Podem ser considerados sistemas determinísticos altamente sensíveis a condições iniciais ou a pequenas perturbações. São imprevisíveis em longo prazo, porém previsíveis em curto prazo.

Quando se fala em caos, é comum pensar no “efeito borboleta”. Este conceito deriva-se dos trabalhos de meteorologia de Edward Lorenz. Lorenz construiu um modelo matemático do modo como o ar se move na atmosfera, chegando à conclusão que pequenas variações nos valores iniciais das variáveis do seu modelo levavam a resultados muito divergentes. O resultado deste modelo representado no espaço de fase resulta em um atrator com complexidade infinita, com forma estranha que se parece com um par de asas de borboleta.

Um atrator é o conjunto de posições no espaço de fase e é uma impressão digital do sistema que reflete seu estado dinâmico. Um atrator é considerado *estranho* quando provém de um sistema caótico. Neste caso, ele apresenta uma trajetória não-periódica contida no espaço de fase e que nunca se cruza. O mapa de Lorenz (*borboleta*) foi reconhecido na teoria do caos como o primeiro atrator estranho publicado.

Foi discutido que um atrator possui uma dimensão não-inteira, conhecida como dimensão fractal. A idéia deste conceito foi introduzida por Mandelbrot (1983). É uma maneira de medir o tamanho de objetos para os quais as definições tradicionais baseadas na geometria euclidiana falham. Um objeto fractal tem infinitos detalhes e independem de escala.

O atrator estranho é o retrato do caos e a partir dele pode-se extrair algumas informações quantitativas através das invariantes do sistema. É o caso da entropia de Kolmogorov, geralmente expressa em unidades de bits/s que reflete a taxa de informação perdida pelo sistema (imprevisibilidade). Outra invariante do sistema é a dimensão de correlação, que é um número adimensional que caracteriza a estrutura fractal do atrator.

Foram apresentadas algumas das aplicações da análise de caos, principalmente em se tratando de sistemas particulados de natureza caótica, como são os sistemas fluidizados. Mostrou-se que a teoria pode ser aplicada para diversos estudos, como detecção e caracterização de regimes, controle e monitoramento desses sistemas.

---

### 5.1.2 A FLUIDODINÂMICA NO LFC CAÓTICO

---

A utilização de sonda de fibras ópticas gerou séries temporais de sinais elétricos que foram analisadas para obter uma compreensão detalhada do comportamento local do escoamento em um leito fluidizado circulante (LFC). O comportamento fluidodinâmico do escoamento gás-sólido foi estudado por análises no domínio do tempo e foi dada uma maior atenção para a análise de caos a fim de caracterizar a dinâmica microscópica deste tipo de reator. Os resultados das análises no domínio do tempo forneceram boa compreensão do comportamento local do escoamento. A análise de caos corroborou com estes resultados e forneceu informações detalhadas sobre o comportamento não-linear que existe neste tipo de reator multifásico. As seções *riser* e *downer* do LFC foram avaliadas e exibem um comportamento caótico indicado pelos valores positivos de entropia de Kolmogorov. No reator LFC analisado, encontraram-se valores mais elevados de dimensão de correlação ( $D$ ) e entropia ( $K_{ML}$ ) no *riser*, demonstrando que o escoamento é mais complexo e menos previsível nesta seção.

Foi verificado que há uma grande dependência dos parâmetros caóticos com as condições de operação utilizadas. Quando se trata de uma situação diluída, a variação de concentração de sólidos com o tempo é mais rápida e complexa devido à turbulência, resultando em menores separações entre pontos no atrator em comparação com a fase densa, levando a maiores valores de  $D$  e  $K_{ML}$ . Numa situação mais concentrada, a presença de *clusters* diminui o caminho médio das partículas, diminuindo o grau de complexidade do sistema, fazendo com que as flutuações de concentração sejam mais lentas e caracterizadas por picos altos e largos nas séries temporais. Encontrou-se mais um comportamento distinto referente às condições extremamente diluídas: o aumento do fluxo de sólidos provocou o aumento da complexidade. Neste regime, a fase gasosa predomina e o escoamento é mais previsível quando há presença de poucas partículas.

Além de uma boa concordância com os resultados das diferentes técnicas de análise de sinais, a análise de caos se mostrou eficaz no estabelecimento da descrição quantitativa da estrutura heterogênea do escoamento no reator LFC. Tal técnica pode ser utilizada na análise de sinais de outros reatores multifásicos.

Avaliando as duas seções principais do LFC, pode-se concluir:

#### *Sobre a fluidodinâmica do downer*

Ao analisar o comportamento temporal das flutuações de sinais elétricos, as não-uniformidades do escoamento foram identificadas em ambas as direções axial e radial. A estrutura do escoamento difere claramente entre as regiões centrais e de parede e entre a entrada e a zona de saída do *downer*, como revelada pelas diferentes técnicas de análise de sinais.

Na zona de entrada, as flutuações de concentração de sólidos são maiores na região central, devido à presença do alimentador de sólidos encontrado nesta posição. Como discutido em vários pontos ao longo desta Tese, o alimentador tem grande influência no escoamento, oferecendo uma alimentação contínua porém periódica, com a presença de jatos de sólidos constantes. Na saída, o escoamento se torna mais desenvolvido e apresenta perfis radiais mais uniformes. Mesmo assim, nesta posição axial, maiores flutuações de concentração são encontradas na parede do reator devido à influência da curva em “U”.

Quando comparado ao *riser*, o *downer* apresenta um escoamento menos caótico, com valores bem menores de  $D$  e  $K_{ML}$ . Na entrada do *downer*, o escoamento é menos complexo e mais previsível no centro, junto à alimentação de sólidos do reator devido à regularidade da alimentação que fornece a periodicidade. Na saída, não há grande diferença de complexidade entre as regiões central e de parede, pois a circulação de sólidos é mais uniformemente distribuída conforme o escoamento se desenvolve.

Sobre os diferentes comportamentos fluidodinâmicos encontrados no *downer*, foi verificado que este pode ser operado sob três regimes distintos: regime extremamente diluído regido pela fase gasosa, caracterizado pelo aumento de entropia conforme o aumento do fluxo de sólidos; regime diluído, regido por ambas as fases sólida e gasosa, o qual o aumento do fluxo de sólidos acarreta na diminuição de entropia, devido à presença de *clusters*; e regime denso, predominado pela fase particulada, alcançado somente quando se opera na ausência de

alimentação de ar, representado novamente pelo aumento de entropia de acordo com o aumento do fluxo de sólidos. No último caso, o efeito é provocado pelos acentuados jatos de sólidos provenientes do alimentador quando se opera sob condição de fluxo elevado.

#### *Sobre a fluidodinâmica do riser*

Para o *riser* também foi verificado que a fluidodinâmica local do escoamento gás-sólido é altamente dependente das condições de operação e varia muito de um local para o outro. Para a zona de entrada, que tem um grande efeito da curva que oferece aceleração adicional às partículas, a concentração de sólidos é mais elevada próximo à parede e diminui conforme se aproxima do centro. Na zona de saída, os perfis radiais apresentaram alta concentração de sólidos tanto na parede quanto próximo à região central do *riser*, devido ao efeito de saída abrupta que se encontra nesta seção.

Foi identificado pela fluidodinâmica caótica do escoamento, na maioria das posições axiais, que existem duas zonas distintas de concentração de sólidos ao longo do raio do *riser*, a conhecida estrutura centro-anular. Ela consiste de uma região diluída de fluxo ascendente no centro, onde se encontra um escoamento predominantemente caótico e ambos os valores de  $D$  e  $K_{ML}$  são os mais elevados; e uma região densa com a presença de escoamento de sólidos descendente entre uma posição radial intermediária até a parede do *riser* (região do anel), onde a existência de suspensão densa próxima à parede reduz a complexidade e aumenta a previsibilidade do escoamento gás-sólido.

No entanto, isso não é uma regra e outros comportamentos foram identificados de acordo com a altura axial. Como este estudo foi realizado em um LFC “curto”, os efeitos de saída e principalmente o de entrada são muito pronunciados, como pôde ser verificado por todos os métodos de análise propostos nesta Tese, tanto para a seção *riser* quanto no caso do *downer*. Os perfis radiais de cada propriedade analisada variam de acordo com a altura. Devido aos efeitos de entrada e saída, regidos pelo alimentador de sólidos, pela curva em “U” e pela saída do *riser* do tipo abrupta, o escoamento está constantemente acelerado. Portanto, não se pode garantir que o escoamento atinge o regime plenamente desenvolvido até para as condições axiais mais elevadas.

No *riser*, apenas dois regimes distintos foram verificados. O primeiro refere-se ao regime extremamente diluído, onde se verificou que o aumento do fluxo de sólidos provocou o

aumento de entropia. Nesta condição, o escoamento é mais previsível quando há presença de poucas partículas e se torna mais complexo com o aumento do fluxo de sólidos, onde há uma mistura intensa entre as fases. A partir de certo ponto, coincidentemente o mesmo verificado no escoamento na seção *downer* ( $C_p = 5.10^{-5}$ ), quando se aumenta o fluxo de sólidos, os valores de dimensão e entropia começam a diminuir. Trata-se do escoamento diluído, predominado pelas fases sólida e gasosa.

*Sobre o efeito da alimentação cíclica de sólidos, pode-se concluir*

A alimentação cíclica de sólidos no sistema constitui-se da presença de partículas no silo de carregamento e no transportador tipo rosca sem fim. Tal alimentação encontra-se na entrada do *downer* e apresenta um padrão periódico de massa de partícula alimentada por tempo o qual é regido pela rotação do transportador.

Para avaliar o efeito desta alimentação, na segunda parte dos experimentos foram analisados sinais resultantes de 300 segundos de medição. As séries temporais obtidas apresentaram picos de sinais e ciclos bem definidos, relacionados ao efeito da alimentação “contínuo-periódica” e que refletem a passagem de jatos de sólidos fornecidos pelo alimentador. Este efeito foi verificado principalmente no *downer*. No *riser*, por se tratar de uma seção onde o escoamento está mais diluído e as fases particulada e gasosa estarem mais misturadas, os picos de sinais foram visualizados somente para condições de fluxo de sólidos elevados.

Pôde-se determinar o comprimento médio de cada período ( $\Delta t_p$ ), pela diferença de tempo entre os picos. Verificou-se que, no *downer*, o tempo de residência das partículas é maior na parede e este tende a diminuir conforme se aproxima do eixo. Também se verificou que o período médio entre os picos é menor na entrada em relação à saída, e com a diferença entre esses dois tempos, pode-se determinar o tempo de permanência entre as posições medidas. A maior influência da periodicidade do escoamento é dada pelo controle da taxa de alimentação. Verificou-se que o aumento do fluxo de sólidos provoca o aumento de flutuações e do número de períodos nas séries temporais, correspondentes aos ciclos do alimentador de sólidos.

Por utilizar séries temporais de sinais com tempo elevado quando se propôs avaliar o efeito do alimentador, os parâmetros caóticos obtidos apresentaram valores mais baixos de  $D$  e  $K_{ML}$ , que são reflexos dos sinais periódicos processados.

## 5.2 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

---

Algumas das sugestões para dar continuidade neste trabalho, referente à aplicação da análise de caos, são listadas abaixo:

- Primeiramente, propõe-se avaliar o reator LFC utilizado sob mais condições de operação, e também com mais pontos locais de medida, explorando todo o diâmetro do tubo, para se ter um conjunto de dados robusto para mapear o reator;
- Aproveitando a idéia, seria interessante a aquisição de transdutores de pressão para a realização de medidas simultâneas de pressão e concentração de sólidos, para serem avaliadas e comparadas pela análise de caos (entre outras);
- Com um conjunto amplo de resultados experimentais, torna-se possível determinar modelos que descrevam o comportamento fluidodinâmico deste reator, a partir dos parâmetros caóticos (entropia de Kolmogorov, por exemplo) encontrados;
- Tendo em vista que o Laboratório de Processos em Meios Porosos (LPMP/FEQ/UNICAMP) está adquirindo um equipamento o qual emprega a técnica de velocimetria por imagem de partícula (PIV), propõe-se o estudo da fluidodinâmica do LFC empregando a análise de caos a partir da utilização desta técnica.
- Por último, propõe-se o emprego da análise de caos para o estudo da fluidodinâmica em outros diferentes sistemas multifásicos, com destaque aos sistemas fluidizados e suas diversas configurações. Na FEQ/UNICAMP, por exemplo, dispõe-se de leito vibro-fluidizado, leito pulsado-rotativo etc. e suas aplicações práticas no processo de secagem e recobrimento de partículas, por exemplo, podem ser avaliadas.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

---

- ABARBANEL, H.D.I., BROWN, R., SIDOROWICH, J.J., TSIMRING, L.S. The analysis of observed chaotic data in physical systems. *Reviews of Modern Physics*, v.65, n.4, pp.1331-1392, 1993.
- ABASHAR, M.E.E., ELNASSHAIE, S.S.E.H. Dynamic and chaotic behavior of periodically forced fermentors for bioethanol production, *Chemical Engineering Science*, v.65, pp.4894–4905, 2010.
- AJBAR, A., AL-MASRY, W., ALI, E. Prediction of flow regimes Transitions in bubble columns using passive acoustic measurements, *chemical Engineering and Processing*, v.48, pp.101-110, 2009.
- AMOS, G., RHODES, M.J., BENKREIRA, H. Calculation of optic fibers calibration curves for the measurement of solids volume fractions in multiphase flows, *Powder Technology*, v.88, n.2, pp.107-121, 1996.
- BADER, R., FINDLAY, J., KNOWLTON, T.M. Gas/solid flow patterns in a 30.5 cm diameter circulating fluidized bed riser. In: *Circulating Fluidized Bed Technology III*, Eds. Basu P., and Large, J.F., Pergamon Press, New York, pp.123-137, 1988.
- BADII, R., POLITI, A. Statistical description of chaotic attractors. *Journal of STATISTICAL Physics*, v.40, pp.725-750, 1985.
- BAI, D., ISSANGYA, A.S., GRACE, J.R. Characteristics of gas-fluidized beds in different flow regimes, *Industrial & Engineering Chemistry Research*, v.38, pp.803–811, 1999.
- BAI, D., SHIBUYA, E., MASUDA, Y., NAKAGAWA, N., KATO, K. Flow structure in fast fluidized beds, *Chemical Engineering Science*, v.51, pp.957-966, 1996.
- BAI, D., SHIBUYA, E., MSUDA, Y., NAKAGAWA, N. KATO, K. Fractal characteristics of gas-solids flow in a circulating fluidized bed, *Powder Technology*, v.90, pp.205–212, 1997.
- BAI, D.R., JIN, Y., YU, Z.Q., ZHU, J.X. The axial distribution of the cross sectionally averaged voidage fast fluidization beds, *Powder Technology*, v.71, pp.51-58, 1992.

- BERGÉ, P., DUBOIS, M. *Étude expérimentale des transition vers le chaos en convection Rayleigh-Bénard*. In: Le Chaos, Théorie et expériences, Eds.P. Bergé Eyrolles, pp.1-72, 1988.
- BERGOUGNOUX, L., FIRPO, J.L., MISGUISH-RIPAULD, J. Optical fiber sensor for measuring high particle concentration, *Powder Technology*, v.105, pp.413-417, 1999.
- BERRUTI, F., PUGSLEY, T.S., GODFROY, L., CHAOUKI, L., PATIENCE, G.S. Hydrodynamics of circulating fluidized-bed riser – a review, *Canadian Journal of Chemical Engineering*, v.73, pp.579-602, 1995.
- BETIOLI, MÁRIO LUÍS PENTEADO. Estudo experimental da distribuição de pressão estática no escoamento gás-sólido em um leito circulante, Universidade de Campinas, 2007. Dissertação (Mestrado).
- BOLTON, L., DAVIDSON, J. Recirculation of particles in fast fluidized risers. In: *Circulating Fluidized Bed Technology II*, Eds. Basu P., and Large, J.F.,Pergamon Press, Oxford, pp.139-146, 1988.
- BRERETON, C.M.H., GRACE, J.R. Microstructural aspects of the behavior of circulating fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, V.48, n.14, Pp.2565-2572, 1993.
- BRIONGOS, J.V., ARAGÓN, J.M., PALANCAR, M.C. Fluidised bed dynamics diagnosis from measurements of low-frequency out-bed passive acoustic emissions, *Powder Technology*, v.162, pp.145-156, 2006.a.
- BRIONGOS, J.V., ARAGÓN, J.M., PALANCAR, M.C. Phase space structure and multi-resolution analysis of gas-solid fluidised bed hydrodynamics: Part I – The EMD approach, *Chemical Engineering Science*, v. 61, pp. 6963-6980, 2006.b.
- BRIONGOS, J.V., GUARDIOLA, J. Free top fluidized bed surface as a source of hydrodynamic data. *Powder Technology*, v.134, n.1-2, Pp.133-144, 2003.
- BRIONGOS, J.V., GUARDIOLA, J. New methodology for scaling hydrodynamic data from a 2D-fluidized bed, *Chemical Engineering Science*, v.60, pp.5151 – 5163, 2005.
- BROOMHEAD, D.S., KING, G.P. Extracting qualitative dynamics from experimental data, *Physica 20D*, pp. 217-236, 1986.
- BROWN, R.C., BRUE, E. Resolving dynamical features of fluidized beds from pressure fluctuations. *Powder Technology*, v.119, n.2-3, pp.68–80, 2001.

- CASTILHO, G.J., CREMASCO, M.A. Experimental study in a short circulating fluidized bed riser, *Particulate Science and Technology*, v.27,n.3, pp.210-221, 2009.
- CHAN, C.W., SEVILLE, J.P.K., PARKER, D.J., BAYENS, J. Particle velocities and their residence time distribution in the riser of a CFB, *Powder Technology*, v.203, pp.187-197, 2010.
- CHEN, A., BI, H.T., GRACE, J.R. Charge distribution around a rising bubble in a two-dimensional fluidized bed by signal reconstruction. *Powder Technology*, v.177, n.3, pp.113-124, 2007.
- CHENG, Y., GUO, Y., WEI, F., JIN, Y., LIN W. Modelling the hydrodynamics of downer reactors based on kinetic theory. *Chemical Engineering Science*, v. 54, pp. 2019-2027, 1999.
- CHENG, Y., WEI, F., LIN, Q., JIN, Y. A comparison of local chaotic behaviors in a riser and a downer. In: *Fluidization IX*, Eds. L.-S. Fan and T.M. Knowlton, Engineering Foundation, New York, pp.613-620, 1998.
- CHENG, Y., WEI, F., YANG, G., JIN, Y. CFD simulation of hydrodynamics in the entrance region of a downer, *Chemical Engineering Science*, v. 56, pp. 1687-1696, 2001.
- CHOI, Y.T., KIM, S.D. Bubble characteristics in an internally circulating Fluidized bed. *Journal of Chemical Engineering of Japan*, v.24, n.2, pp. 95-202, 1991.
- CREMASCO, M. A. Estudo de reator de fluxo descendente para reações de craqueamento catalítico. Relatório Técnico Petrobras/FINEP, Campinas: Universidade Estadual de Campinas, SP, 2006.
- CUI, H., CHAOUKI, J. Effects of temperature on local two-phase flow structure in bubbling and turbulent fluidized beds of FCC particles. *Chemical Engineering Science*, n.59, pp.3413-3433, 2004.
- DAW, C. S., LAWKINS, W. F., DOWNING, D. J., CLAAP JR., N. E. Chaotic characteristics of a complex gas-solids flow. *Phys. Rev. A*, v. 41, n. 2, pp. 1179-1181, 1990.
- DE MARTÍN, LILIAN MONTÓN. *Diagnosis de la dinámica de lechos fluidizados sólido-gas mediante técnicas de acelerometría*, Universidad Complutense de Madrid, Madrid – ES, 2010. 193 pp. Tesis (Doctorado).
- DEMIRBAS, B., NIJENHUIS, J., YURTERI, C.U., VAN OMMEN, J.R. Towards monitoring electrostatics in gas-solid fluidized beds. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, v.86, n.3, pp.493-505, 2008.

- DEVANEY, R. L. *An Introduction to Chaotic Dynamical Systems*, 2<sup>nd</sup> ed. Redwood City: Addison Wesley. Addison Wesley, Redwood City, 1989, 336 pp.
- DIKS, C., VN ZWET, W. R., TAKENS, F., DE GOEDE, J. Detecting differences between delay vector distributions. *Phys. Rev. E*, v. 53, pp.2169-2176, 1996.
- DUDUKOVIC, M.P., BHUSARAPU, S. and AL-DAHMAN, M.H. Solids flow mapping in a gas–solid riser: Mean holdup and velocity fields, *Powder Technology*, v.163, pp.51-58, 2006.
- FARMER, J.D. Chaotic attractors of an infinite-dimensional dynamical system. *Physica D*, v.4, n.3, pp.366-393, 1982.
- FERRARA, N. F., PRADO, C. P. C. *Caos uma introdução*. São Paulo: Edgard Blücher LTDA, 1994, 402 pp.
- FULLER, T. A., FLYNN, T. J., DAW, C.S. Analysis of dynamic boiler measurements: A practical approach, *Chemical Engineering Journal*, v. 64, pp.179-189, 1996.
- GLEICK, J. *Caos, a criação de uma nova ciência*, 4<sup>a</sup> Ed. Rio de Janeiro: Campus, 1991, 310 pp.
- GRASSBERGER, P., PROCACCIA, I. Estimation of Kolmogorov Entropy from a Chaotic Signal, *Physical Review A*, v.28 , pp.2591-2593, 1983.b.
- GRASSBERGER, P., PROCACCIA, I. Measuring the Strangeness of Strange Attractors, *Physica D*, v.9 , n.1-2, pp.189-208, 1983.a.
- GRASSBERGER, P., SCHREIBER, TH., SCHRAFFRATH, C. Nonlinear time sequence analysis, *International Journal of Bifurcation and Chaos*, v.1, n.3, pp.521-547, 1991.
- GRASSBERGER, P. *Chaos, nonlinear science: Theory and applications*. Manchester University Press. Chapter: Estimating the fractal dimensions and entropies of strange attractors, pp. 291-311, 1987.
- HARTGE, E.U., RESNSMER, D., WERTHER, J. Solids concentration and velocity patterns in Circulating fluidized beds. In: *Circulating Fluidized Beds Technology II*, Eds. P. Basu and J.F. Large, Pergamon Press, Oxford, pp. 165-180 , 1988.
- HILBORN, R.C. *Chaos and nonlinear dynamics*. Oxford University Press, New York, USA: (Chapter 9), 1994.

- HUILIN, L.D., GIDASPOW, D., BOUILLARD, J.X. Dimension Measurements of Hydrodynamic Attractors in Circulating Fluidized Beds. *AIChE Symposium Series*, v.91, pp.103-111, 1995.
- ISSANGYA, A.S., GRACE, J.R., BAI, D., ZHU, J.X. Further measurements of flow dynamics in a high-density circulating fluidized bed riser. *Powder Technology*, v.111, pp.104-113, 2000.
- JI, H.S., OHARA, H., KURAMOTO, K. Nonlinear dynamics of gas-solid circulating fluidized-bed system, *Chemical Engineering Science*, v.55, n.2, pp.403-410, 2000.
- JOHNSSON, F., ZIJERVELD, R.C., SCHOUTEN, J.C., VAN DEN BLEEK, C.M., LECKNER, B. Characterization of fluidization regimes by time-series analysis of pressure fluctuations, *International Journal of Multiphase Flow*, v. 26, pp.663-715, 2000.
- KAART, SANDER. *Controlling chaotic bubbles*. Delft: University of Technology, Delft – NL, 2002. PhD. Thesis.
- KIM, J.S., TACHINO, R., TSUTSUMI, A. Effects of solids feeder and riser exit configuration on establishing high density circulating fluidized beds. *Powder Technology*, v.187, pp.37-45, 2008.
- KIMURA, T., MATSUO, H., UEMIYA, S., KOJIMA, T. Measurement of jet shape and its dynamic change in three-dimensional jetting fluidized bed. *Journal of Chemical Engineering of Japan*, v.27, n.5, pp.602-609, 1994.
- KOENIGSDORFF, R., WERTHER, J. Measurement of distribution of solids concentration on high density gas-solids flow using an optical-fiber probe system, *Powder Technology*, v.83, pp.85-91, 1995.
- KOLMOGOROV, A. N.. Preservation of conditionally periodic movements with small change in the Hamiltonian function, *Doklady Akademii Nauk SSSR*, v.98, pp.527-530, 1954.
- LEE, J. S., CHANG, K. S. Applications of chaos and fractals in process systems engineering. *J. Proc. Cont.*, v. 6, pp. 71-87, 1996.
- LEHNER, P., WIRTH, K.E. Characterization of the flow pattern in a *downer* reactor, *Chemical Engineering Science*, v.54, pp.5471-5483, 1999.
- LETZEL, H. M., SCHOUTEN, J. C., KRISHNA, R., VAN DEN BLEEK, C. M. Influence of elevated pressure on the stability of bubbly flows. *Chem. Eng. Sc.*, v. 52, pp. 3733-3739, 1997.

- LETZEL, HUGO MARTIJN. Hydrodynamics and mass transfer in bubble columns at elevated pressures. Delft: University of Technology, Delft – NL, 1997. 136 pp. PhD. Thesis.
- LI, H., ZHU, Q., LIU, H., ZHOU, Y. The cluster size distribution and motion behavior in a fast fluidized bed. *Powder Technology*, v.84, pp.241-246, 1995.
- LIU, J., GRACE, J.R., BI, X.T. Novel multifunctional optical-fiber probe: I. Development and validation, *AIChE Journal*, v.49, n.6, pp.1405-1420, 2003.
- LORENZ, E. N. Deterministic nonperiodic flow. *J. Atmos. Sci.*, v. 20, pp. 130-141, 1963.
- LOUGIE, M., OPIE, M. Measurements of the effective dielectric permittivity of suspensions, *Powder Technology*, v.62, n.1, pp.85-94, 1990.
- LU, H. L., GIDASPOW, D., BOUILLARD, J.X. Dimension measurements of hydrodynamic attractors in circulating fluidized beds. *Powder Technology*, v.90, pp.179-185, 1997.
- MACKAY, R. S., MEISS, J.D. *Hamiltonian Dynamical Systems - A Reprint Selection*. Bristol: Adam Hilger, 1987, 784 pp.
- MAGNUSSON, A., RUNDQVIST, R., ALMESDT, A.E., JOHNSON, F. Dual fiber optical probe measurement of solid volume fraction in a circulating fluidized bed. *Powder Technology*, v.151, pp.19-26, 2005.
- MANDELBROT, B. *The Fractal Geometry of Nature*. San Francisco: W.H. Freeman, 1983, 468 pp.
- MANYELE, S.V., KHAYAT, R.E. Khayat, ZHU, J.X. Investigation of the dynamics of a high-flux CFB riser using chaos analysis of pressure fluctuations, *Chemical Engineering Technology*, v.25, n.8, pp.801-810, 2002.
- MANYELE, S.V., ZHU, J., ZHANG, H. Analysis of the microscopic flow Structure of a CFB downer reactor using solids concentration signals, *International Journal of Chemical Reactor Engineering*, v.1, A55, 2003.
- MANYELE, S.V., ZHU, J.X., KHAYAT, R.E., PÄRSSINEN, J.H. Analysis of the chaotic dynamics of a high-flux CFB riser using solids concentration measurements, *China Particuology*, v.4, n.3-4, pp.136-146, 2006.
- MARZOCHELLA, A., ZIJERVELD, R. C., SCHOUTEN, J. C., VAN DEN BLEEK, C. M. Chaotic behavior of gas-solids flow in the riser of laboratory-scale circulating fluidized bed. *AIChE J.*, v. 43, pp. 1458-1468, 1997.

- MCCAULEY, J. L. Introduction to multifractals in dynamical systems theory and fully developed fluid turbulence. *Physics Reports*, v. 189, n.5, pp. 225-266, 1990.
- MEES, A.I., RAPP, P.E., JENNINGS, L.S. Singular-value decomposition and embedding dimension. *Physical Review A*, v.36, n.1, pp.340-346, 1987.
- MUDDE, R.F., BRUNEAU, P.R.P., VAN DER HAGEN, T.H.J.J. Time-resolved  $\gamma$  densitometry imaging within fluidized beds, *Industrial & Engineering Chemistry Research*, v.44, n.16, pp.6181-6187, 2005.
- OHARA, H., JI, H., KURAMOTO, K., TSUTSUMI, A., YOSHIDA, K., HIRAMA, T. Chaotic characteristics of local voidage fluctuation in a circulating fluidized bed, *Canadian Journal of Chemical Engineering*, v.77, pp.247-252, 1999.
- OLAZAR, M., SAN JOSÉ, M.J., IZQUIERDO, M.A., SALAZAR, A.O., BILBAO, J. Effect of operating conditions on solid velocity in the spout, annulus and fountain of spouted beds, *Chemical Engineering Science*, v.56, pp.3585-3594, 2001.
- OLIVEIRA, W.P., SOUZA, C.R.F., LIM, C.J., GRACE, J.R. Evaluation of flow regimes in a semi-cylindrical spouted bed through statistical, mutual information, spectral and Hurt's analysis, *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, v.86, pp.582-597, 2008.
- PIANAROSA, D.L., FREITAS, L.A.P., LIM, C.J., GRACE, J.R., DOGAN, O.M. Voidage and particle velocity profiles in a spout-fluid bed, *Canadian. Journal of Chemical Engineering*, v.78, pp.132-142, 2000.
- POINCARÉ, H. *Les Methodes Nouvelles de La Mécanique Celeste*. Paris: Gauthier-Villars, v. 1-3, 1899.
- PRIESTLEY, M.B. *Non-linear and non-stationary time series analysis*. Academic Press, London, 1989.
- PYRAGAS, K. Continuous control of chaos by self-controlling feedback. *Physics Letters A*, v. 170, pp. 421-428, 1992.
- RUELLE, D. *Chaotic Evolution and Strange Attractors*. Cambridge University Press, Cambridge, 1989, 94 pp.
- RUELLE, D., TAKENS, F. On the nature of turbulence, *Commum. Math. Physics*, v. 30, pp. 167-192, 1971.

- SAN JOSÉ, M.J., OLAZAR, M., ALVAREZ, S., MORALES, A., BILBAO, J. Local porosity in conical spouted bed consisting of solids of varying density, *Chemical Engineering Science*, v.60, pp.2017-2025, 2005.
- SASIC, S., LECKNER, B., JOHNSON, F. Characterization of fluid dynamics of fluidized beds by analysis of pressure fluctuations, *Progress in Energy and Combustion Science*, v.33, n.5, pp.453-496, 2007.
- SCHICHTHAERLE, P., WERTHER, J. Axial pressure profiles and solids concentration distributions in a CFB bottom zone. *Chemical Engineering Science*, v.54, pp.5485-5493, 1999.
- SCHOUTEN, J. C., TAKENS, F., VAN DEN BLEEK, C. M. Maximum likelihood estimation of the entropy of an attractor. *Physical Review E*, v. 49, pp. 126-129, 1994.b.
- SCHOUTEN, J. C., ZIJERVELD, R. C., VAN DEN BLEEK, C. M. Scale-up of bottom-bed dynamics and axial solids-distribution in circulating fluidized beds of Geldart-B particles. *Chem. Eng. Sc.*, v. 54, pp. 2103-2112, 1999.
- SCHOUTEN, J.C., TAKENS, F., VAN DEN BLEEK, C.M. Estimation of the dimension of a noisy attractor, *Physical Review E*, v.50, n.3, pp.1851-1961, 1994.a.
- SCHOUTEN, J.C., VAN DEN BLEEK, C.M. Monitoring the quality of fluidization using short-term predictability of pressure fluctuations, *AIChE Journal*, v.44, n.1, pp.48-60, 1998.
- SCHOUTEN, J.C., VAN DEN BLEEK, C.M., *RRCHAOS, a menu-driven software package for nonlinear time series analysis*, Rector Research Foundation, Delft, 1992.
- SCHWEITZER, J.-M., BAYLE, J., and GAUTHIER, T. Local gas hold-up measurements in fluidized bed and slurry bubble column. *Chemical Engineering Science*, v.56, pp.1103-1110., 2001.
- SHAW, R. Strange attractors, chaotic behavior and information flow. *Z. Naturforsch*, v.36a, pp 80-112, 1981.
- SOBOCINSKI, D.A., YOUNG, B.J., DE LASA, H.I. New fiber optic method for measuring velocities of strands and solid hold-up in gas-solids downflow reactors, *Powder Technology*, v.83, pp.1-11, 1995.

- SOLIMENE, R., MARZOCHELLA, A., RAGUCCI, R., SALATINO, P. Laser diagnostics of hydrodynamics and gas-mixing induced by bubble bursting at the surface of gas-fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, v. 62, n.1-2, pp.94-108, 2007.
- SOONG, C. H., TUZLA, K., CHEN, J.C. Identification of particle clusters in circulating fluidized bed. In: *Circulating Fluidized Bed Technology IV*, Ed. A. A. Avidan, AIChE, New York, pp. 615-620, 1994.
- STRINGER, J. Is a fluidized bed a chaotic dynamic system?, *Proceedings of the 10<sup>th</sup> International Conference on Fluidized Bed Combustion*, San Francisco, CA, v.1, pp.265-272, 1989.
- TAKENS, F. *Detecting strange attractors in turbulence*, In: Dynamical systems and turbulence, Lecture Notes in Mathematics, Eds. D.A. Rand e L-S. Young, Springer Verlag, v. 898, pp.366-381, 1981.
- TAYEBI, D., SVENDSEN, H.F., GRISLINGAS, A., MEJDELL, T., JOHANNESSEN, K. Development and application of a new multi-fiber optical probe, *Chemical Engineering Science*, v.54, pp.2213-2122, 1999.
- TERMONIA, Y., ALEXANDROWICZ, Z. Fractal dimension of strange attractors from radius versus size arbitrary clusters. *Physical Review Letters*, v. 51, pp.1265-1268, 1983.
- TSONIS, A.A. *Chaos: from theory to applications*. New York: Plenum Press, 1992, 274 p.
- UEMAKI, O., TSUJI, T. Particle velocity and solids circulation rate in a jet-spouted bed, *Canadian Journal of Chemical Engineering*, v.70, pp.925-929, 1992.
- VAN DEN BLEEK, C. M., COPPENS, M. O., SCHOUTEN, J. C. Application of chaos analysis to multiphase reactors, *Chemical Engineering Science*, v. 57, pp. 4763-4778, 2002.
- VAN DEN BLEEK, C. M., SCHOUTEN, J. C. Deterministic chaos: a new tool in fluidized bed design and operation. *Chemical Engineering Journal*, v. 53, pp. 75-87, 1993.
- VAN DER SCHAAF, J., VAN OMMEN, J.R., TAKENS, J.C., SCHOUTEN, J.C., VAN DEN BLEEK, C.M. Similarity between chaos analysis and frequency analysis of pressure fluctuations in fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, vol. 59, no. 8-9, pp.1829-1840, 2004.
- VAN OMMEN, J. R., COPPENS, M. -O., LIN, W. G., DAM-JOHANSEN, K., VAN DEN BLEEK, C. M. Timely detection of agglomeration in biomass fired fluidized beds. In *Proceedings FBC16*. D. W. Geiling (Ed.), Reno USA. New York, USA: ASME, Paper 131.

- VANDER STAPPEN, M. L. M., SHOUTEN, J. C., VAN DEN BLEEK, C. M. Application of deterministic chaos theory in understanding the fluid dynamic behavior of gas-solids fluidization. *A.I.Ch.E. Symposium Series*, v. 89, n. 296, pp. 91-102, 1993.a.
- VANDER STAPPEN, M.L.M., SCHOUTEN, J.C., VAN DEN BLEEK, C.M. Application of deterministic chaos analysis of pressure fluctuation measurements in a 0.96 m<sup>2</sup> CFB riser, *Preprint of the 4th International CFB Conference*, Pennsylvania, USA, pp. 55-60, 1993.b.
- VANDER STAPPEN, MICHEL LOUIS MARIA. *Chaotic hydrodynamics of fluidized beds*, Delft: University of Technology, Delft – NL, 1996. 236 pp. PhD. Thesis.
- WANG, Z.Y., JIN, N.D., GAO, Z.K., ZONG, Y.B., WANG, T. Nonlinear dynamical analysis of large diameter vertical upward oil-gas-water three-phase flow pattern characteristics, *Chemical Engineering Science*, v.65, pp.5526-5236, 2010.
- WEI, F., FANGBIN, L., YOUNG, J., ZHIQING, Y. Mass flux profiles in a high density circulating fluidized bed, *Powder Technology*, v.91, pp.189-195, 1997.
- WEI, F., JIN, Y., YU, Z., CHEIN, W. Lateral and axial mixing of the dispersed particle in CFB, *Journal of Chemical Engineering of Japan*, v.28, n.5, pp.506-510, 1995.
- WEI, F., LIN, H., CHENG, Y., WANG, Z., JIN, Y. Profiles of particle velocity and solids fraction in a high-density riser, *Powder Technology*, v.100, pp.183-189, 1998.
- WEI, F., ZHU, J-X. Effect of flow direction on axial solid dispersion in gas-solids cocurrent upflow and downflow systems, *Chemical Engineering Journal*, v.64, pp.345-352, 1996.
- WELCH, P.D. The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short modified periodograms. *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, v.AU-15, pp.70-73, 1967.
- WERTHER, J. Measurement techniques in fluidized beds, *Powder Technology*, v.102, n.1, pp.15-36, 1999.
- WU, B., ZHU, J.X., BRIENS, L. A Comparison of flow dynamics and flow structure in a riser and a downer, *Chemical Engineering Technology*, v.30, n.4, pp.448-459, 2007.

- XU, J., BAO, X., WEI, W., BI, H.T., GRACE, J.R., LIM, C.J. Chaotic characteristics of pressure fluctuations in a gas spouted bed, *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, v.87, pp.252-263, 2009.
- YATES, J.G., SIMONS, S.J.R. Experimental methods in fluidization research. *International Journal of Multiphase Flow*, v.20, pp.297-330, 1994.
- YERUSHALMI, J. TURNER, D.H, SQUIRES, A.M. The fast fluidization bed, *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development*, v.15, pp.47-53, 1976.
- ZHANG, H., HUANG, W.X., ZHU, J.X. Gas-solids flow behavior: CFB riser vs. downer, *AIChE Journal*, v.47, n.9, pp.2000-2011, 2001.
- ZHANG, H., JHONSTON, P.M., ZHU, J.X., DE LASA, H.I., BERGOUGNOU, M.A. Bergougou. A novel calibration procedure for a fiber optic solids concentration probe. *Powder Technology*, v.100, n.2-3, Pp. 260-272, 1998.
- ZHU, J., YAN, A., BALL, J. Scale-up effect of riser reactors (3) axial and radial solids flux distribution and flow development, *Chemical Engineering Journal*, v.109, pp.97-106, 2005.
- ZHU, J., YAN, A., Scale-up effect of riser reactors (1): axial and radial solids concentration distribution and flow development, *Industrial & Engineering Chemistry Research*, v.43, pp.5810-5819, 2004.
- ZHU, J.X., YU, X.Q., JIN, Y.Y, GRACE, J.R., ISSANGYA, A.S. Cocurrent downflow circulating fluidized bed reactor A state of art review, *Canadian Journal of Chemical Engineering*, v.73, pp.667-677 1995.