

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE MATO GROSSO
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA AMBIENTAL**

**ESTUDO DA VARIABILIDADE DA ENERGIA CINÉTICA
TURBULENTA ACIMA DA FLORESTA AMAZÔNICA
COM BASE EM ANÁLISES NÃO LINEARES DE SÉRIES
TEMPORAIS**

EDILANÊ MENDES DOS SANTOS

Prof. Dr. SÉRGIO ROBERTO DE PAULO

Cuiabá, MT
Setembro/ 2023

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE MATO GROSSO
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA AMBIENTAL**

**ESTUDO DA VARIABILIDADE DA ENERGIA CINÉTICA
TURBULENTA ACIMA DA FLORESTA AMAZÔNICA
COM BASE EM ANÁLISES NÃO LINEARES DE SÉRIES
TEMPORAIS**

EDILANÊ MENDES DOS SANTOS

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física Ambiental da Universidade Federal de Mato Grosso, como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutora em Física Ambiental.

Prof. Dr. SÉRGIO ROBERTO DE PAULO

Cuiabá, MT
Setembro/ 2023

Dados Internacionais de Catalogação na Fonte.

S237e Santos, Edilanê Mendes dos.
Estudo da variabilidade da energia cinética turbulenta acima da floresta amazônica com base em análises não lineares de séries temporais [recurso eletrônico] / Edilanê Mendes dos Santos. -- Dados eletrônicos (1 arquivo : 175 f., il. color., pdf). -- 2023.

Orientador: Sérgio Roberto de Paulo.
Tese (doutorado) - Universidade Federal de Mato Grosso, Instituto de Física, Programa de Pós-Graduação em Física Ambiental, Cuiabá, 2023.
Modo de acesso: World Wide Web: <https://ri.ufmt.br>.
Inclui bibliografia.

1. Séries temporais micrometeorológicas. 2. regimes turbulentos. 3. atratores de baixa dimensão. I. de Paulo, Sérgio Roberto, *orientador*. II. Título.

Ficha catalográfica elaborada automaticamente de acordo com os dados fornecidos pelo(a) autor(a).

Permitida a reprodução parcial ou total, desde que citada a fonte.



MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DE MATO GROSSO
PRÓ-REITORIA DE ENSINO DE PÓS-GRADUAÇÃO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA AMBIENTAL

FOLHA DE APROVAÇÃO

TÍTULO: Estudo da variabilidade da energia cinética turbulenta acima da floresta amazônica com base em análises não lineares de séries temporais

AUTORA: DOUTORANDA EDILANÊ MENDES DOS SANTOS

Tese defendida e aprovada em **05 de SETEMBRO de 2023.**

COMPOSIÇÃO DA BANCA EXAMINADORA

1. Prof. Dr. SÉRGIO ROBERTO DE PAULO (Presidente Banca / **ORIENTADOR**)

INSTITUIÇÃO: UNIVERSIDADE FEDERAL DE MATO GROSSO

2. Prof. Dr. RAFAEL DA SILVA PALÁCIOS (Membro Interno)

INSTITUIÇÃO: UNIVERSIDADE FEDERAL DE MATO GROSSO

3. Prof. Dr. MARCELO SACARDI BIUDES (Membro Interno)

INSTITUIÇÃO: UNIVERSIDADE FEDERAL DE MATO GROSSO

4. Profa. Dra. NARA LUÍSA REIS DE ANDRADE (Membro Externo)

INSTITUIÇÃO: UNIVERSIDADE FEDERAL DE RONDÔNIA

5. Prof. Dr. VINÍCIUS BUSCIOLI CAPISTRANO (Membro Externo)

INSTITUIÇÃO: UNIVERSIDADE FEDERAL DE MATO GROSSO DO SUL

CUIABÁ, 05/09/2023.



Documento assinado eletronicamente por **NARA LUISA REIS** registrado(a) civilmente como **NARA LUISA REIS ANDRADE**, **Usuário Externo**, em 06/09/2023, às 10:51, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **SERGIO ROBERTO DE PAULO, Docente da Universidade Federal de Mato Grosso**, em 06/09/2023, às 10:58, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Rafael da Silva Palácios, Usuário Externo**, em 06/09/2023, às 11:06, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Vinicius Buscioli Capistrano, Usuário Externo**, em 06/09/2023, às 13:20, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **MARCELO SACARDI BIUDES, Coordenador(a) de Programas de Pós-Graduação em Física Ambiental - IF/UFMT**, em 06/09/2023, às 17:46, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site http://sei.ufmt.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0, informando o código verificador **6156350** e o código CRC **96D95CAE**.

Ao Prof. Leonardo Deane de Abreu Sá, pela paixão e entusiasmo com que aborda a turbulência atmosférica.

AGRADECIMENTOS

Expresso minha profunda gratidão a Deus e à Nossa Senhora por guiarem meus passos e decisões ao longo de toda a minha trajetória acadêmica e profissional.

Minha eterna gratidão ao meu Professor e Orientador, Prof. Sérgio Roberto de Paulo, por sua orientação, auxílio e apoio constantes durante toda a execução deste estudo. Estendo meus agradecimentos a banca avaliadora pelas contribuições inestimáveis: Profa. Nara Luisa Reis de Andrade e Prof. Vinicius Buscioli Capistrano. Aos meus queridos Professores e estimados membros da banca: Prof. Marcelo Sacardi Biudes e Prof. Rafael da Silva Palácios, que não apenas compartilharam suas perspectivas nesta etapa de minha jornada de doutorado, mas também enriqueceram meu conhecimento por meio de suas valiosas aulas.

Sou grato aos meus Professores do Programa de Pós-Graduação em Física Ambiental: Prof. Denilton Carlos Gaio (agradeço por ser um educador brilhante e cativante), Profa. Iramaia de Paulo (por suas aulas esclarecedoras que contribuíram para meu entendimento de sistemas complexos, e por ser uma professora humana, serena e brilhante), Prof. Nadja Gomes Machado (pelas aulas inestimáveis de estatística e por seu brilhantismo), Prof. Paulo Arruda, Prof. João Basso, Prof. Leone Curado, Profa. Flávia dos Santos, Profa. Marta Nogueira e ao Prof. José de Souza Nogueira, Paraná (um humanista, brilhante, visionário e realizador, minha eterna gratidão por suas contribuições durante as disciplinas de Seminários. Hoje, você é um ser encantado, cujo legado ecoará ao longo de gerações de pesquisadores).

Um agradecimento especial aos Professores Carmen Eugenia Rodríguez Ortíz e Francisco de Almeida Lobo (cujas aulas marcaram uma mudança de rumo em minha vida profissional. Valorizei tanto o que aprendi no curso de Vegetação e Clima que agora também sou estudante universitária, cursando Agronomia, atualmente no 5º período).

Desejo expressar minha gratidão à Universidade Federal do Amazonas, especialmente ao Instituto de Natureza e Cultura, minha casa acadêmica, pelo apoio incansável quando senti ser o momento para embarcar nesta jornada. Minha sincera apreciação ao curso de Ciências Agrárias e Ambientais, Prof. Líbia Miléo (minha coordenadora na época e supervisora de estágio, pelo apoio imediato), Prof. Ivanilce Castro, Prof. Ribamar Nunes, Prof. José Furtado de Miranda, Profa. Geise Canalez, Prof. Patrício Freitas e Prof. Dionnes de Souza. As minhas amigas e incentivadoras: Profa. Cália Vergínia Fernandes Maia e Profa. Gilvânia Plácido Braule, não consigo expressar adequadamente minha gratidão pela amizade e apoio constante que recebi durante meu afastamento da universidade.

Ofereço meu sincero agradecimento ao meu pai, Edir Marialva dos Santos, que apoiou sempre meus estudos e patrocinou o software Matlab durante a execução desta

pesquisa, e à minha mãe, Darcy Mendes dos Santos, por fornecer o ambiente necessário para realizar esse trabalho, mesmo durante a pandemia. Agradeço ao meu esposo, Tiago da Silva Almeida, por sua parceria e companheirismo ao longo de todo o processo. E meu muito obrigado também ao meu padastro, Antônio Luiz Pimentel, por ser uma pessoa muito solícita. Um agradecimento sincero aos meus irmãos por ocasionalmente me proporcionarem uma “vida social”: Denise Mendes, Matheus Mendes, Luiz Felipe Oliveira, Yago Santos e Heloísa Santos (minha momô). Às minhas ‘filhas’ por sua companhia constante: Dila Alberta, Nina Alberta e Raica Alberta, meu amigo Rati, e aos meus amados pets, Drigo, Charlotte e Rabuda, que infelizmente não puderam me acompanhar até a conclusão deste trabalho. Eu valorizo e amo cada um de vocês.

Comme ceux qui ne comprennent pas la nature des choses sont incapables de rien affirmer sur elles, mais les imaginent seulement et prennent l'imagination pour l'entendement, ils croient donc fermement qu'il y a de l'ordre dans les choses, ignorants qu'ils sont et de la nature des choses et de la leur propre. Lorsque les choses sont disposées de façon que la représentation par les sens nous permette de les imaginer facilement, nous disons qu'elles sont bien ordonnées. Dans le cas contraire nous disons qu'elles sont ou mal ordonnées ou confuses. Comme les choses que nous pouvons imaginer facilement nous sont plus agréables que les autres, les hommes préfèrent donc l'ordre à la confusion, comme si, en dehors de l'imagination, l'ordre était quelque chose dans la nature.

Spinoza, *Éthique*, 1, Appendice. Cité par Marie Farge dans son article *Évolution des théories sur la turbulence développée* dans le livre *Chaos et déterminisme*.

Aqueles que não entendem a natureza das coisas são incapazes de afirmar qualquer coisa sobre elas, mas apenas as imaginam e confundem a imaginação com o entendimento. Portanto, acreditam firmemente que há ordem nas coisas, sendo ignorantes tanto em relação à natureza das coisas quanto à sua própria. Quando as coisas são arranjadas de modo que a representação pelos sentidos nos permita imaginá-las facilmente, dizemos que estão bem ordenadas. Caso contrário, dizemos que estão mal ordenadas ou confusas. Visto que aquilo que podemos imaginar facilmente nos agrada mais do que o restante, os seres humanos preferem a ordem à confusão, como se, além da imaginação, a ordem fosse algo intrínseco à natureza.

Spinoza, *Éthique*, 1, Appendice. Citado por Marie Farge no seu artigo *Évolution des théories sur la turbulence développée* no livro *Chaos et déterminisme*.

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Justificativa	3
1.2 Objetivo Geral	5
1.2.1 Objetivos Específicos	5
2 ELEMENTOS TEÓRICOS	6
2.1 As Equações de Navier-Stokes e a turbulência	6
2.2 Caráter fractal da turbulência	7
2.2.1 A teoria de Kolmogorov de 1941 (K41)	9
2.2.2 Subdomínio inercial e as hipóteses de similaridade	11
2.2.3 A teoria de Kolmogorov de 1962 (K62)	13
2.3 A Camada Limite Atmosférica	14
2.3.1 A Camada Limite Noturna	17
2.3.2 A Camada Limite Atmosférica Tropical (CLTA)	19
2.4 Classificação dos regimes turbulentos propostos por Sun et al(2012)	21
2.5 Caos e fractais	23
2.5.1 Fractalidade na turbulência atmosférica	23
2.6 Ferramentas para identificar caos numa série temporal	25
2.7 Sistemas dinâmicos	27
2.7.1 Mapa não linear (sistema dinâmico em tempo discreto)	28
2.7.2 Mapa não linear (sistema dinâmico em tempo contínuo)	33
2.8 Reconstrução do atrator caótico	36
2.8.1 Teorema da reconstrução de Takens	36
2.8.2 Teorema do Falso Vizinho	39
2.9 Cálculo do tempo de atraso (time delay)	40
2.9.1 Função autocorrelação	40
2.9.2 Média da Informação Mútua (AMI - Average Mutual Information)	40
2.10 Dimensão de Correlação Integral	43
2.10.1 Teste de dados substitutos	46
2.11 Janela de Theiler	50
2.12 Expoente de Lyapunov	53
2.13 Gráfico de Recorrência (Recurrence Plot)	59
2.14 Investigando a Estacionariedade para as Séries Temporais	65
2.15 Transformada Wavelet Discreta	66
2.16 O experimento GoAmazon 2014/15	69
3 MATERIAL E MÉTODOS	71
3.1 Área de estudo	71

3.2 Processamento e análise de dados	73
3.2.1 Tratamento de dados	73
3.2.2 Processamento e análise de dados	78
4 RESULTADOS E DISCUSSÃO	81
4.1 Teoria HOST	81
4.2 Teste de estacionariedade	86
4.3 Aplicação da função autocorrelação aos dados	87
4.4 Espectro de energia	91
4.5 Estacionarização das séries temporais e cálculo da entropia	94
4.6 Cálculo do atraso temporal	98
4.7 Reconstrução do atrator	99
4.8 Cálculo para o expoente de Lyapunov	105
4.9 Análise dos gráficos de recorrência para V e T_V	111
5 CONCLUSÕES	119
REFERÊNCIAS	121
 APÊNDICES	 146

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Jato turbulento de água.	9
Figura 2 – Representação esquemática do espectro de energia turbulenta $E(k)$ em função do número de onda k	10
Figura 3 – Camada Limite Atmosférica sobre o continente. Siglas: CLS (Camada Limite Superficial), CLE (Camada Limite Estável), CM (Camada de Mistura), CR (Camada Residual) e ZE (Zona de Entranha-mento).	15
Figura 4 – Figura esquemática dos três regimes de turbulência (números vermelhos) e as três categorias de turbulência intermitente (letras verdes) comumente observada durante CASES-99. Turbulência em regime 1 é gerado principalmente pela instabilidade local. Turbulência em regime 2 é gerado principalmente pelo cisalhamento. Turbulência em regime 3 é gerado principalmente por eventos top-down turbulento.	22
Figura 5 – Série temporal ilustrativa referente a classificação do regime 3 da Sun et al. (2012), elucidando a autossimilaridade de dados turbulentos oriundos da CLN do Projeto GoAmazon.	24
Figura 6 – Homeomorfismo entre uma caneca e uma rosquinha	25
Figura 7 – Gráfico da série temporal do mapa logístico para $r = 2.8$	30
Figura 8 – Gráfico de teia de aranha do mapa logístico para $r = 2.8$	30
Figura 9 – Gráfico da série temporal do mapa logístico para $r = 3.2$	31
Figura 10 – Gráfico de teia de aranha do mapa logístico para $r = 3.2$	31
Figura 11 – Diagrama de bifurcação do mapa logístico. As linhas verticais estão evidenciando as bifurcações para os períodos: 2, 4, 8 e 16. A linha vertical em vermelho, em $r \approx 3.56994$, denota o início do regime caótico	33
Figura 12 – Séries temporais obtida para x , y e z em função do tempo utilizando os parâmetros: $\sigma = 10$, $\rho = 28$ e $\beta = 8/3$	34
Figura 13 – Visualização do atrator de Lorenz em 3D. Elaborado a partir da Toolbox <i>Heterogeneous Recurrence Analysis</i> (YANG, 2023).	35
Figura 14 – Séries temporais e o atrator caótico para $x(t)$, $y(t)$, $z(t)$ utilizando os parâmetros: $\sigma = 10$, $\rho = 28$ e $\beta = 8/3$	38
Figura 15 – Porcentagem de falsos vizinhos mais próximos em função da dimensão de imersão.	40
Figura 16 – A média da informação mútua (AMI) em função do lag para $x(t)$	41

Figura 17 – Gráfico no espaço de fase reconstruído para o atrator estranho de Lorenz para a dimensão de incorporação $m = 3$ e $\tau = 2$ (a), $\tau = 10$ (b), $\tau = 18$ (c) e $\tau = 50$ (d).	42
Figura 18 – (a) Gráfico da função de correlação integral da série total, (b) Gráfico da dimensão de correlação da série total.	45
Figura 19 – Algumas ferramentas metodológicas para obter séries temporais surrogate.	47
Figura 20 – Esquema metodológico adotado para gerar as séries temporais surrogates.	48
Figura 21 – Séries temporais e seus respectivos atratores.	49
Figura 22 – Gráficos da função de correlação integral das séries: $x(t)$ (a), $\tilde{x}(t)$ (b) e ruído branco (c). (d) Gráfico da dimensão de correlação para as séries temporais.	50
Figura 23 – Gráficos de separação espaço-tempo para o atrator de Lorenz. Contornos de probabilidade constante são mostrados para separação espacial em função da separação temporal, com incremento de 10% aos valores da linha.	52
Figura 24 – Gráfico no espaço de fase do atrator estranho de Lorenz reconstruído. A série temporal $x(t)$ está corrompida por um ruído modelado por uma distribuição normal com desvio padrão igual a $\frac{1}{100}$ vezes o desvio padrão da série, baseado em Huffaker et al. 2017, p. 74.	52
Figura 25 – Aumento da distância com o tempo entre duas trajetórias (linhas sólidas e tracejadas) a partir de pontos muito próximos δx_0	53
Figura 26 – Estimativa dos expoentes de Lyapunov para o mapa logístico. A linha tracejada em $r \approx 3.56994$, marca o início do regime caótico. Algoritmo disponível em HUFFAKER et al. 2017.	56
Figura 27 – Convergência do expoente de Lyapunov para o atrator de Lorentz, $\lambda = 2.15898$, utilizando o algoritmo de Wolf (1985)	57
Figura 28 – A evolução do vetor de separação para o atrator de Lorenz.	57
Figura 29 – Reta de regressão para o cálculo do expoente de Lyapunov por meio do programa lyap_k do pacote TISEAN.	59
Figura 30 – RPs para o mapa logístico $\varepsilon = 0.01$: (a) $r = 3.52$ (ciclo de período 4); (b) $r = 3.835$ (janela periódica, com ciclo de período 3).	61
Figura 31 – RPs para o mapa logístico ($\varepsilon = 0.01$): (a) $r = 3.56994$ e (b) $r = 3.835$	61
Figura 32 – RP para os primeiros 5000 pontos da série temporal $x(t)$ da equação de Lorenz (para dimensão $m=3$ e atraso temporal $\tau = 18$).	62

Figura 33 – Matriz de distância para os primeiros 5000 pontos da série temporal $x(t)$ da equação de Lorenz.	64
Figura 34 – Banco de filtros de dois canais implementado para Transformada Wavelet Discreta.	67
Figura 35 – Sinal original e transformado para a série temporal $x(t)$ da equação de Lorenz utilizando a Transformada Wavelet de Haar.	68
Figura 36 – Sentido anti-horário: localização do estado do Amazonas, destaque para a cidade de Manaus e dentro dela, ponto vermelho destacando a posição geográfica da ZF-2.	71
Figura 37 – (a) Foto da torre micrometeorológica. (b) Esquematização da disposição dos equipamentos.	73
Figura 38 – Esquema mostrando os procedimentos realizados para o tratamento e o processamento inicial dos dados. Siglas: FTT (Espectro de Potência utilizando a transformada rápida de Fourier), Pwelch (Densidade do Espectro de Potência utilizando Welch), ADF (teste aumentado de Dickey-Fuller), KPSS (Kwiatkowski-Phillips-Schmidt-Shin) e DWT (Transformada de Wavelet Discreta).	77
Figura 39 – Esquema mostrando os procedimentos a serem adotados para calcular a dimensão do atrator e o valor do expoente de Lyapunov e assim confirmar ou não a caoticidade da série temporal. Siglas: AMI (Média da informação mútua para calcular o atraso temporal) e FNN (Número de falsos vizinhos para calcular a dimensão de imersão).	79
Figura 40 – Esquema do processamento de dados para a geração dos gráficos de recorrência e cálculo para seis medidas de análise de quantificação de recorrência. Siglas: FNN (Número de falsos vizinhos), AMI (Média da informação mútua), ε (valor limite definido a partir do gráfico de recorrência) e RQA (Análise de quantificação de recorrência).	80
Figura 41 – Representação esquemática dos regimes turbulentos pautados na teoria HOST (Sun et al., 2012), para o DJ 102 da campanha GoAmazon 2014/15. Pontos em: azul (regime 2), vermelho (regime 3) e preto (regime 1). Pontos preenchidos na cor amarelo correspondem aos intervalos analisados.	81

Figura 42 – Dados de V para cada 5 minutos referentes aos regimes 1, 2 e 3 classificados por Sun et al. (2012). V1: linha azul (23:30 - 23:35), V2: linha vermelha (23:35 - 23:40), V3: linha verde (23:40 - 23:45), V4: linha rosa (23:45 - 23:50), V5: linha turquesa (23:50 - 23:55) e V6: linha preta V6 (23:55 - 00:00).	84
Figura 43 – Dados de E_{ECT} para cada 5 minutos referentes aos regimes 1, 2 e 3 classificados por Sun et al., (2012). E1: linha azul (23:30 - 23:35), E2: linha vermelha (23:35 - 23:40), E3: linha verde (23:40 - 23:45), E4: linha rosa (23:45 - 23:50), E5: linha turquesa (23:50 - 23:55) e E6: linha preta (23:55 - 00:00).	84
Figura 44 – Dados de T_V para cada 5 minutos referentes aos regimes 1, 2 e 3 classificados por Sun et al., (2012). T1: linha azul (23:30 - 23:35), T2: linha vermelha (23:35 - 23:40), T3: linha verde (23:40 - 23:45), T4: linha rosa (23:45 - 23:50), T5: linha turquesa (23:50 - 23:55) e T6: linha preta (23:55 - 00:00).	85
Figura 45 – Função autocorrelação da variável V para cada regime turbulento segundo a classificação de Sun et al. (2012).	89
Figura 46 – Função autocorrelação da variável E_{ECT} para cada regime turbulento segundo a classificação de Sun et al. (2012).	89
Figura 47 – Função autocorrelação da variável T_V para cada regime turbulento segundo a classificação de Sun et al. (2012).	90
Figura 48 – Diagrama do fluxo de energia através do espectro da turbulência atmosférica para a variável V . Potência em função da frequência (PSD X f). Valores dos expoentes foram obtidos por meio da FFT.	93
Figura 49 – Diagrama do fluxo de energia através do espectro da turbulência atmosférica para a variável E_{ECT} . Potência em função da frequência (PSD X f). Valores dos expoentes foram obtidos por meio da FFT.	93
Figura 50 – Diagrama do fluxo de energia através do espectro da turbulência atmosférica para a variável T_V . Potência em função da frequência (PSD X f). Valores dos expoentes foram obtidos por meio da FFT.	94
Figura 51 – Séries temporais originais e estacionarizadas para a variável V	95
Figura 52 – Séries temporais originais e estacionarizadas para E_{ECT}	95
Figura 53 – Séries temporais originais e estacionarizadas para T_V	96
Figura 54 – Média da informação mútua para as STE da V	98
Figura 55 – Média da informação mútua para as STE da E_{ECT}	98
Figura 56 – Média da informação mútua para as STE da T_V	99

Figura 57 – Gráficos da Correlação Integral para V1 (23:30-23:35), V2 (23:35-23:40) e V3 (23:40-23:45), $C(r,m) \times r$. Gráfico da Convergência D_2	100
Figura 58 – Gráficos da Correlação Integral para V4 (23:45-23:50), V5 (23:50-23:55) e V6 (23:55-00:00), $C(r,m) \times r$. Gráfico da Convergência D_2	100
Figura 59 – Gráficos da Correlação Integral para E1(23:30-23:35), E2(23:35-23:40) e E3(23:40-23:45), $C(r,m) \times r$. Gráfico da Convergência D_2	102
Figura 60 – Gráficos da Correlação Integral para E4(23:45-23:50), E5(23:50-23:55) e E6(23:55-00:00), $C(r,m) \times r$. Gráfico da Convergência D_2	102
Figura 61 – Gráficos da Correlação Integral para T1(23:30-23:35), T2(23:35-23:40) e T3(23:40-23:45), $C(r,m) \times r$. Gráfico da Convergência D_2	103
Figura 62 – Gráficos da Correlação Integral para T4(23:45-23:50), T5(23:50-23:55) e T6(23:55-00:00), $C(r,m) \times r$. Gráfico da Convergência D_2	104
Figura 63 – Dimensões de correlação associadas as séries surrogates para V (V1, V2, V3, V4, V5 e V6), E_{ECT} (E1, E2, E3, E4, E5 e E6) e T_V (T1, T2, T3, T4, T5 e T6).	105
Figura 64 – Divergência para cinco órbitas próximas do atrator reconstruído e suas respectivas retas de regressão para as séries temporais utilizando o algoritmo de Kantz e $m=2$. Na 1ª linha estão os resultados para V1, V2 e V3, na 2ª linha os resultados para E1, E2 e E3 e na 3ª linha os resultados para T1, T2 e T3. O resultado acima de cada gráfico, refere-se ao valor médio para a regressão das cinco órbitas calculadas.	106
Figura 65 – Divergência para cinco órbitas próximas do atrator reconstruído e suas respectivas retas de regressão para as séries temporais utilizando o algoritmo de Kantz e $m=2$. Na 1ª linha estão os resultados para V4, V5 e V6, na 2ª linha os resultados para E4, E5 e E6 e na 3ª linha os resultados para T4, T5 e T6. O resultado acima de cada gráfico, refere-se ao valor médio para a regressão das cinco órbitas calculadas.	106
Figura 66 – Gráficos de convergência para o maior expoente de Lyapunov λ . V1 ($\lambda = 3.74$), V2 ($\lambda = 2.84$) e V3 ($\lambda = 1.68$).	107

Figura 67 – Gráficos de convergência para o maior expoente de Lyapunov λ . V4 ($\lambda = 1.43$), V5 ($\lambda = 0.49$) e V6 ($\lambda = 0.12$).	108
Figura 68 – Gráficos de convergência para o maior expoente de Lyapunov λ . E1 ($\lambda = 3.23$), E2 ($\lambda = 2.44$) e E3 ($\lambda = 1.27$).	109
Figura 69 – Gráficos de convergência para o maior expoente de Lyapunov λ . E4 ($\lambda = 0.70$), E5 ($\lambda = 0.11$) e E6 ($\lambda = 0.018$).	109
Figura 70 – Gráficos de convergência para o maior expoente de Lyapunov λ . T1 ($\lambda = 0.698$), T2 ($\lambda = 0.195$) e T3 ($\lambda = 0.051$).	110
Figura 71 – Gráficos de convergência para o maior expoente de Lyapunov λ . T4 ($\lambda = 0.111$), T5 ($\lambda = 0.084$) e E6 ($\lambda = 0.045$).	111
Figura 72 – Os dois gráficos de recorrência representados estão relacionados as series temporais de V (V1 e V2), o primeiro medido entre as 23:30-23:35 e o segundo entre as 23:35-23:40, ambos classificados dentro do regime turbulento 2 proposto por Sun et al., (2012). Para o RP da esquerda, foram utilizados $m=6$, $\tau=5s$ e $\varepsilon=0.32$ e para o RP à direita, foram utilizados $m=5$, $\tau=4.0s$ e $\varepsilon=0.34$	112
Figura 73 – Os dois gráficos de recorrência representados estão relacionados as series temporais de V (V3 e V4), o primeiro medido entre às 23:40-23:45 e o segundo entre às 23:45-23:50, ambos classificados dentro do regime turbulento 3 proposto por Sun et al., (2012). Para o RP da esquerda, foram utilizados $m=6$, $\tau=5s$ e $\varepsilon=0.34$ e para o RP à direita, foram utilizados $m=5$, $\tau=6.5s$ e $\varepsilon=0.30$	114
Figura 74 – Os dois gráficos de recorrência representados estão relacionados as séries temporais de V (V5 e V6), o primeiro medido entre às 23:50-23:55 e o segundo entre às 23:55-00:00, ambos classificados dentro do regime turbulento 1 proposto por Sun et al., (2012). Para o RP da esquerda, foram utilizados $m=6$, $\tau=3s$ e $\varepsilon=0.28$ e para o RP à direita, foram utilizados $m=8$, $\tau=3.8s$ e $\varepsilon=0.28$	115
Figura 75 – Os dois gráficos de recorrência representados (da esquerda para a direita) estão relacionados as séries temporais de T_v (T1 e T2), o primeiro medido entre as 23:30-23:35 e o segundo entre as 23:35-23:40, ambos classificados dentro do regime turbulento 2 proposto por Sun et al., (2012). Para o RP da esquerda, foram utilizados $m=6$, $\tau=3s$ e $\varepsilon=0.28$ e para o RP à direita, foram utilizados $m=5$, $\tau=1.5s$ e $\varepsilon=0.20$	116

- Figura 76 – Os dois gráficos de recorrência representados (da esquerda para a direita) estão relacionados as séries temporais de T_V (T3 e T4), o primeiro medido entre as 23:40-23:45 e o segundo entre as 23:50-23:55, ambos classificados dentro do regime turbulento 3 proposto por Sun et al., (2012). Para o RP da esquerda, foram utilizados $m=8$, $\tau=4.25s$ e $\varepsilon=0.28$ e para o RP à direita, foram utilizados $m=8$, $\tau=5s$ e $\varepsilon=0.28$ 117
- Figura 77 – Os dois gráficos de recorrência representados (da esquerda para a direita) estão relacionados as séries temporais de T_V (T5 e T6), o primeiro medido entre as 23:50-23:55 e o segundo entre as 23:55-00:00, ambos classificados dentro do regime turbulento 1 proposto por Sun et al., (2012). Para o RP da esquerda, foram utilizados $m=7$, $\tau=3s$ e $\varepsilon=0.23$ e para o RP à direita, foram utilizados $m=6$, $\tau=3s$ e $\varepsilon=0.23$ 117
- Figura 78 – Atratores para a variável V referentes ao regime turbulento 2. Para V (23:30-23:35), $\tau=60$ e $m=8$ e V (23:35-23:40), $\tau=88$ e $m=8$. 147
- Figura 79 – Atratores para a variável V referentes ao regime turbulento 3. Para V (23:40-23:45), $\tau=40$ e $m=8$ e V (23:45-23:50), $\tau=67$ e $m=7$. 147
- Figura 80 – Atratores para a variável V referentes ao regime turbulento 1. Para V (23:50-23:55), $\tau=60$ e $m=6$ e V (23:55-00:00), $\tau=102$ e $m=8$. 148
- Figura 81 – Atratores para a variável E_{ECT} referentes ao regime turbulento 2. Para E_{ECT} (23:30-23:35), $\tau=120$ e $m=8$ e E_{ECT} (23:35-23:40), $\tau=110$ e $m=8$ 148
- Figura 82 – Atratores para a variável E_{ECT} referentes ao regime turbulento 3. Para E_{ECT} (23:40-23:45), $\tau=110$ e $m=6$ e E_{ECT} (23:45-23:50), $\tau=96$ e $m=8$ 148
- Figura 83 – Atratores para a variável E_{ECT} referentes ao regime turbulento 1. Para E_{ECT} (23:50-23:55), $\tau=120$ e $m=8$ e E_{ECT} (23:55-00:00), $\tau=110$ e $m=8$ 149
- Figura 84 – Atratores para a variável T_V referentes ao regime turbulento 2. Para T_V (23:30-23:35), $\tau=60$ e $m=8$ e T_V (23:35-23:40), $\tau=70$ e $m=6$. 149
- Figura 85 – Atratores para a variável T_V referentes ao regime turbulento 3. Para T_V (23:40-23:45), $\tau=96$ e $m=8$ e T_V (23:45-23:50), $\tau=90$ e $m=8$. 149
- Figura 86 – Atratores para a variável T_V referentes ao regime turbulento 1. Para T_V (23:50-23:55), $\tau=88$ e $m=8$ e T_V (23:55-00:00), $\tau=70$ e $m=8$. 150

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	– Taxa de recorrência (RR), determinismo (DET), comprimento médio das linhas da diagonal ($\langle L \rangle$) e entropia da distribuição de probabilidade da diagonal do comprimento de linha ($ENTR$). . . .	64
Tabela 2	– Tabela com os resultados do teste de hipótese para as séries temporais de V , indicando ou não se é estacionária. Caso p -valor $< 0.05^*$, a hipótese nula é rejeitada.	86
Tabela 3	– Tabela com os resultados do teste de hipótese para as séries temporais de E_{ECT} , indicando ou não se é estacionária. Caso p -valor $< 0.05^*$, a hipótese nula é rejeitada.	87
Tabela 4	– Tabela com os resultados do teste de hipótese para as séries temporais de T_V , indicando ou não se é estacionária. Caso p -valor < 0.05 , a hipótese nula é rejeitada.	87
Tabela 5	– Tabela com os resultados da função autocorrelação para as variáveis V , E_{ECT} e T_V e seus valores obtidos por meio do teste de Kendall (τ) e a sua significância estatística com p -valor < 0.05 . As séries temporais seguidas de (*) não apresentaram significância estatística.	90
Tabela 6	– Valor da entropia de Shannon para a série temporal V antes e após a filtragem. Foram utilizadas 10 dimensões de imersão e 5 intervalos de quantificação para cada série temporal.	96
Tabela 7	– Valor da entropia de Shannon para a série temporal E_{ECT} antes e após a filtragem. Foram utilizadas 10 dimensões de imersão e 5 intervalos de quantificação para cada série temporal. ** diminuição da entropia após filtragem e estacionarização.	97
Tabela 8	– Valor da entropia de Shannon para a série temporal T_V antes e após a filtragem. Foram utilizadas 10 dimensões de imersão e 5 intervalos de quantificação para cada série temporal.	97
Tabela 9	– Resultados das análises de recorrência quantitativa (RQA) para os três regimes turbulentos. Regime turbulento 2 [(23:30 – 23:35); (23:35 – 23:40)], regime turbulento 3 [(23:40 – 23:45); (23:45 – 23:50)] e regime turbulento 1 [(23:50 – 23:55); (23:55 – 00:00)].	115
Tabela 10	– Resultados das análises de recorrência quantitativa (RQA) para os três regimes turbulentos. Regime turbulento 2 [(23:30 – 23:35); (23:35 – 23:40)], regime turbulento 3 [(23:40 – 23:45); (23:45 – 23:50)] e regime turbulento 1 [(23:50 – 23:55); (23:55 – 00:00)].	118

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

3D	Três Dimensões
<L>	comprimento médio da linha diagonal do RP
AAFT	Amplitude Adjusted Fourier Transform
ADF	Augmented Dickey-Fuller test
AMI	Média da Informação Mútua
BLLAST	Boundary-Layer Late Afternoon and Sunset Turbulence
BVOCs	biogenic volatile organic carbon compounds
CAPE	Energia Potencial Convectiva Disponível
CASES-99	Cooperative Atmosphere–Surface Exchange Study - 1999
CL	Camada Limite
CLA	Camada Limite Atmosférica
CLC	Camada Limite Convectiva
CLE	Camada Limite Estável
CLI	Camada Limite Instável
CLN	Camada Limite Noturna
CLS	Camada Limite Superficial
CLTA	Camada Limite Atmosférica Tropical
CM	Camada de Mistura
CR	Camada Residual
CSD	Critical Slowing Down
DET	determinismo percentual da diagonal do RP
DJ	dia juliano
DM	Destrução Mecânica
DT	Destrução Térmica

DWT	Discrete Wavelet Transformation
ECT	Energia Cinética Turbulenta
ECT	Energia Cinética Turbulenta
EDPs	equações diferenciais parciais
ENTR	Entropia de Shannon da distribuição de probabilidade dos comprimentos das linhas diagonais do RP
ETT	Energia Térmica Turbulenta
FFT	Fast Fourier Transform
FLOSS	Free/Libre Open Source Software
FLOSS II	Fluxes Over Snow Surfaces
FNN	False Nearest Neighbour(s)
FT	Fourier Transform
GoAmazon	Green Ocean Amazon
H	filtro passa-alta
HOST	HOckey-Stick Transition
IAAFT	Iterated Amplitude Adjusted Fourier Transform
JBNs	Jatos de Baixos Níveis
KAM	Kolmogorov–Arnold–Moser
KPSS	Kwiatkowski-Phillips-Schmidt-Shin
L	filtro passa-baixa
LBA	Programa de Grande Escala da Biosfera-Atmosfera na Amazônia
LMÁX	comprimento máximo da linha diagonal do RP
MO	Monin-Obukhov
PM	Produção Mecânica
PT	Produção Térmica

Pwelch	Power Spectral Density Welch
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
RP	Recurrence Plot
RQA	Recurrence Quantification Analysis
Re	números de Reynolds
SBL	Stable Boundary Layers
STE	série temporal estacionarizada
STO	série temporal original
TISEAN	Nonlinear Time Series Analysis
TM	Transferência Mecânica
TT	Transferência Térmica
ZCAS	Zona de Convergência do Atlântico do Sul
ZCIT	Zona de Convergência Intertropical
ZE	Zona de Entranhamento
ZF-2	Zona Franca 2
db4	Daubechies order 4 wavelet transform
db4	Daubechies 4
km	quilômetro
tw	Theiler window
vSBL	very Stable Boundary Layers
wSBL	weakly Stable Boundary Layers

LISTA DE SÍMBOLOS

L_{MAX}	Maior comprimento da linha diagonal do gráfico de recorrência.
R_e	números de Reynolds
R_i	número de Richardson
τ	atraso temporal
DET	Determinismo ou previsibilidade do gráfico de recorrência.
T_v	Temperatura virtual
m	dimensão de imersão

RESUMO

SANTOS, E. M. **Estudo da variabilidade da energia cinética turbulenta acima da floresta amazônica com base em análises não lineares de séries temporais. 2023. 175f.** Tese (Tese em Física Ambiental) - Instituto de Física, Universidade Federal de Mato Grosso, Cuiabá, 2023.

A Camada Limite Noturna (CLN) surge durante a noite, quando a superfície terrestre resfria e interage com a atmosfera acima dela. A dinâmica e complexidade dos processos turbulentos nessa região desempenham um importante papel para entender fenômenos climáticos e meteorológicos de grande escala. Compreender os regimes turbulentos na CLN é necessário para aprimorar a compreensão das interações atmosféricas e suas implicações, bem como das limitações da medida de fluxos por meio do método da eddy covariance. O objetivo desse estudo foi identificar padrões nos regimes por meio de dois métodos não lineares, Teoria do Caos e Recurrence Plot (RP). Neste estudo, foram realizadas as análises de séries temporais micrometeorológicas coletadas durante a campanha GoAmazon 2014/15, pautado na teoria HOST que classificou a turbulência atmosférica em três regimes. Foram estudadas o total de 18 séries temporais, 6 séries para cada variável: velocidade (V), Energia Cinética Turbulenta (ECT) e T_v (Temperatura virtual). Para a variável V , os resultados obtidos revelaram dimensões do atrator nos três regimes turbulentos: no regime 2, com maior intensidade turbulenta, foram observados atratores com dimensões $D_2=4.36$ e $D_2=3.71$; no regime 3, com intensidade turbulenta intermediária, foram encontrados os valores de $D_2=3.20$ e $D_2=3.31$; e no regime 1, foram identificadas as dimensões $D_2=3.20$ e $D_2=3.02$. Esses resultados sugerem a presença de atratores de baixa dimensão nos três regimes turbulentos, cujos valores aparentemente se correlacionam com a intensidade da velocidade do vento. O mesmo padrão foi observado para a variável T_v , indicando que a intensidade de V e T_v estão diretamente relacionadas a uma maior dimensão fractal do atrator. Essa relação de aumento na temperatura a medida que a intensidade do vento diminui, em conjunto com a análise da função autocorrelação, indica que durante o período analisado ocorreu um evento de rajada. A não-estacionariedade das séries temporais analisadas foram capturadas pelos RPs, que mostraram uma variabilidade ao redor da linha de instabilidade (LOI). Os resultados sugerem uma maior estabilidade para as séries temporais de V quando comparada a variável T_v . O regime turbulento 1, caracterizado por menores valores de V e maiores para T_v , apresentaram maior complexidade nos seus RPs, e assim, maiores valores para a entropia, o que corresponde com a teoria para a turbulência, visto que a supressão da mistura vertical e a dissipação da turbulência, resulta em padrões de fluxo mais complexos próximos à superfície.

Palavras-chave: Séries temporais micrometeorológicas, regimes turbulentos, atratores de baixa dimensão.

ABSTRACT

SANTOS, E. M. **Study of turbulent kinetic energy variability above the Amazon rainforest based on nonlinear time series analysis. 2023. 175p.** Thesis (Environmental Physics Thesis) - Institute of Physics, Federal University of Mato Grosso, Cuiabá, 2023.

The Nocturnal Boundary Layer (NBL) emerges during the night when the Earth's surface cools and interacts with the atmosphere above it. The dynamics and complexity of turbulent processes in this region play a crucial role in understanding large-scale climatic and meteorological phenomena. Understanding the turbulent regimes in the NBL is essential to improve our comprehension of atmospheric interactions and their implications, as well as the limitations of measuring fluxes through the eddy covariance method. The aim of this study was to identify patterns within these regimes using two nonlinear methods: Chaos Theory and Recurrence Plot (RP). In this study, analyses of micrometeorological time series collected during the GoAmazon 2014/15 campaign were conducted, based on the HOST theory, which classified atmospheric turbulence into three regimes. A total of 18 time series were studied, with 6 series for each variable: velocity (V), Turbulent Kinetic Energy (TKE), and T_v (Virtual Temperature). For the variable V, the obtained results revealed attractor dimensions in the three turbulent regimes: in regime 2, with higher turbulence intensity, attractors with dimensions $D_2=4.36$ and $D_2=3.71$ were observed; in regime 3, with intermediate turbulence intensity, values of $D_2=3.20$ and $D_2=3.31$ were found; and in regime 1, dimensions of $D_2=3.20$ and $D_2=3.02$ were identified. These findings suggest the presence of low-dimensional attractors in all three turbulent regimes, whose values apparently correlate with the intensity of wind speed. The same pattern was observed for the T_v variable, indicating that the intensity of V and T_v is directly related to a higher fractal dimension of the attractor. This relationship, along with the analysis of autocorrelation function, suggests the occurrence of a gust event during the analyzed period. The non-stationarity of the analyzed time series was captured by the RPs, which showed variability around the line of instability (LOI). The results suggest greater stability in the time series of V when compared to the T_v variable. Turbulent regime 1, characterized by lower V values and higher T_v values, exhibited greater complexity in their RPs, leading to higher entropy values. This corresponds with the theory of turbulence, as the suppression of vertical mixing and turbulence dissipation results in more complex flow patterns near the surface.

Keywords: Micrometeorological time series, turbulent regimes, low-dimensional attractors.

1 INTRODUÇÃO

De modo simplificado, a atmosfera é um reservatório de ar sem limites físicos bem definidos, cujas camadas variam verticalmente ao longo do tempo e do espaço. O ar, que é um fluido, está sob a ação da gravidade e de pressões externas, e seu escoamento é estudado em mecânica dos fluidos, uma das áreas da física (FRANKLIN *et al.*, 2022). Os escoamentos dos fluidos recebem três classificações a partir da sua velocidade: laminar, transiente e turbulento.

O escoamento turbulento é predominante na chamada camada limite atmosférica (CLA), sendo uma região com espessura aproximada de 1 km, localizada imediatamente acima da superfície terrestre (HAO; CAO; SHEN, 2021), onde ocorrem trocas importantes de momentum, calor, umidade, poluentes, gases-traço etc., entre a superfície e a atmosfera, via processos predominantemente turbulentos (LUMLEY, 1992a; LUMLEY; YAGLOM, 2001b; CARSON, 1987). Tais processos, apesar de pertencerem ao domínio da física, ainda estão longe de uma compreensão profunda de sua natureza e têm sido considerados como uma expressão “do último grande problema não resolvido da física clássica” (WYNGAARD, 2010b, p. 10).

A turbulência, de forma geral, continua sendo um dos processos fenomenológicos mais antigos de que o homem tem conhecimento, tendo despertado grande interesse de Leonardo da Vinci, possível criador do termo pelo qual o fenômeno é designado hoje em dia (ECKE, 2005; WYNGAARD, 2010b). Da forma mais reducionista possível, o termo turbulência é dado a escoamentos altamente irregulares, aparentemente aleatórios e com grandes números de Reynolds (abreviado por Re , sendo um número adimensional, usado para avaliar o regime de um escoamento de fluido) como os que ocorrem na atmosfera, muitas vezes com $Re > 10^7$.

Conforme salientado por SORBJAN (1989), nos anos da segunda metade do século XX, surgiu uma nova linha de pesquisa sobre a turbulência, que incluiu a teoria dos atratores estranhos (GREBOGI; OTT; YORKE, 1986; BERGÉ; POMEAU; VIDAL, 1985; HOFSTADTER, 1982; ECKMANN; RUELLE, 1985; LORENZ, 1963), que recuperou muitos conceitos de Poincaré, do início do séc. XX, sobre a análise qualitativa de sistemas dinâmicos de equações diferenciais não lineares. Isso representou um avanço com relação à teoria clássica, então dominante, que tratava apenas das propriedades estatísticas dos escoamentos caóticos e que não considerava que sistemas sensíveis às condições iniciais, conseguiriam criar *estruturas coerentes*. Tais estruturas podem ser concebidas como uma manifestação de ordem dentro do caos turbulento, o qual, consequentemente, pode ser mais previsível do que se fosse plenamente aleatório.

A partir dessa linha de pesquisa fundada por RUELLE e TAKENS (1971), inspirada nos resultados de Poincaré, LORENZ (1963) e na teoria KAM (Kolmogo-

rov–Arnold–Moser) (RUELLE, 1991), foi demonstrado que sistemas determinísticos simples, com um mínimo de três graus de liberdade, podem gerar comportamento caótico. Ainda não é conhecido o valor crítico do Re em que o escoamento se torna caótico e fortemente dependente das instabilidades que podem surgir, porém, um escoamento aparentemente caótico é devido à quebra de simetrias ocasionadas por altíssimos Re , tanto que Landau foi o primeiro a questionar estas transições (BERGÉ; POMEAU; VIDAL, 1985).

Uma alternativa para analisar a presença de caos na CLA via turbulência, pode ser concretizada, por meio da análise de determinadas propriedades das séries temporais medidas em experimentos de campo, nos termos da dinâmica não-linear (PACHECO; MERA; SALINI, 2022; COSTA *et al.*, 2011; CAMPANHARO *et al.*, 2008; VIGNON *et al.*, 2017; WIEL *et al.*, 2008; WIEL *et al.*, 2003; WIEL *et al.*, 2002; WIEL *et al.*, 2002; KANTZ; SCHREIBER, 2004; STEENEVELD; WIEL; HOLTSLAG, 2006; BRADLEY; KANTZ, 2015). Para tal, espera-se que o sistema seja determinístico e sensível às condições iniciais.

A natureza fractal da turbulência atmosférica (ROȘU; CAZACU; AGOP, 2021) é um fator importante no estudo da qualidade do ar e das mudanças climáticas (IPCC, 2007; SOLOMON, 2023). Ao compreender a estrutura fractal da turbulência, os pesquisadores podem entender as complexas dinâmicas da atmosfera e o transporte de energia e momento. Esse conhecimento poderá ser usado para auxiliar na melhoria de modelos para prever a qualidade do ar, trocas turbulentas, balanço de água e/ou CO_2 entre outras aplicações que auxiliam na mitigação das mudanças climáticas (GATT *et al.*, 2021; OLIVEIRA *et al.*, 2023).

Este trabalho se insere nos esforços de buscar compreender a estrutura da turbulência acima da floresta amazônica, a partir de dados coletadas em torres micrometeorológicas do projeto GoAmazon 2014/15 (*Green Ocean Amazon*) (CARNEIRO, 2021; CIRINO, 2018; ÖKTEM; ROMPS; VARBLE, 2023). Estudando assim, a estrutura da turbulência atmosférica sob diferentes regimes de estabilidade e forçantes sazonais, e com isso, aperfeiçoar o entendimento das trocas de energia e de gases do efeito estufa entre a floresta e a atmosfera.

Em resumo, a turbulência atmosférica exibe uma ampla gama de atributos fractais (XIN, 2001), que podem ser caracterizadas usando uma variedade de parâmetros, como a dimensão fractal, o expoente de Hurst (CHOWDHURI; KALMÁR-NAGY; BANERJEE, 2020) e o expoente de escala de Kolmogorov. Essas características fractais são importantes para entender a dinâmica complexa da atmosfera e o transporte de energia e momento.

É evidente que fatores como a produção de ECT (Energia Cinética Turbulenta),

sua taxa de dissipação, bem como difusão, fluxos, e outros parâmetros estatísticos associados a flutuações de grandezas vetoriais e escalares, devem se modificar com a alteração das condições supramencionadas, sugerindo que isso deve refletir também na estrutura dos atratores que exprimem a essência da turbulência reinante (ECKMANN, 1981; FARMER; OTT; YORKE, 1983; GRASSBERGER; PROCACCIA, 1983 (a); GRASSBERGER; PROCACCIA, 1983 (b); GRASSBERGER; PROCACCIA, 1984) .

Adicionalmente, este trabalho foi desenhado dentro da linha de que a turbulência tem importância central no processo de medida de fluxos. É largamente conhecido que o método da eddy covariance se constitui no método mais robusto para a medida de fluxos de matéria e energia em ecossistemas (BALDOCCHI, 2014). A despeito disso, permanecem há décadas problemas com relação a incertezas no método que resultam numa incerteza de cerca de 20% no fechamento do balanço de energia – e, conseqüentemente, a mesma incerteza na medida de fluxos. Trata-se, provavelmente, no problema mais sério enfrentado atualmente pela micrometeorologia, sendo que pouco se avançou em sua solução nos últimos vinte anos (FOKEN, 2008; MCGLOIN *et al.*, 2018; GERKEN *et al.*, 2018) .

Acredita-se, no entanto, que uma das principais componentes do não fechamento do balanço de energia corresponde à baixa turbulência na atmosfera imediatamente acima do dossel (GERKEN *et al.*, 2018), levando a que diversos pressupostos do método de eddy covariance não se apliquem em condições reais, especialmente a noite, quando a turbulência decresce.

Uma vez que durante o dia, com a presença de radiação solar, as condições necessárias ao método são mais plenamente garantidas que durante a noite, logicamente há um instante em que acontece uma transição entre a satisfação e a não satisfação das condições teóricas para o funcionamento do método. Compreender o que acontece nesse instante é de extrema importância para a melhoria da qualidade da medida de fluxos.

1.1 Justificativa

Os estudos de SUN e colaboradores (SUN *et al.*, 2012), nesse contexto, apresentam critérios mensuráveis que indicam em que situação ocorre a transição entre regimes turbulentos. Tais critérios foram utilizados neste trabalho para caracterizar os regimes turbulentos e identificar o momento em que a transição ocorre na floresta amazônica a partir de dados coletados na campanha GoAmazon 2014/15.

Aliado à questão do não fechamento do balanço de energia, apresenta-se ainda outro problema que é a falta de métodos práticos e diversificados para a avaliação da aplicabilidade do método de eddy covariance. Na prática, o único critério de validação

utilizado tradicionalmente é a análise do espectro de potência da velocidade do vento: se a energia é equiparticionada entre os vórtices de diversos tamanhos e frequência, a potência deve diminuir com a frequência com um expoente definido pela teoria de transporte turbulento: $-5/3$ (HOUGHTON, 2002) .

Contudo, a obtenção do espectro de potência para cada trecho da noite é uma atividade extremamente trabalhosa. Por isso, diversos autores empregam uma técnica muito mais grosseira, que é a análise da velocidade de fricção, em cada instante. Devido a esse problema metodológico, esse trabalho também se propõe a investigar que métodos consagrados da Teoria dos Sistemas Complexos podem ser empregados como uma ferramenta adicional para se avaliar as condições da aplicabilidade da teoria de eddy covariance no período noturno.

Por exemplo, teoricamente é previsto que existe uma correspondência entre a turbulência e a caoticidade do movimento do ar, ou seja, que, nas condições de validade do método de medida de fluxos, o movimento do ar é caótico. A caoticidade de um sistema pode ser medida por vários métodos dentro da Teoria dos Sistemas Complexos, como, por exemplo, a assim chamada dimensão de correlação (GRASSBERGER; PROCACCIA, 1983 (a)). Há um critério definido para se dizer se um sistema é caótico ou não com a medida da dimensão de correlação. Se esse parâmetro for maior que 3, diz-se que o sistema é caótico. É meta deste trabalho verificar se, nas condições de transição estabelecidas por Sun e colaboradores, a dimensão de correlação tende a 3. É também meta investigar se outros métodos da Teoria dos Sistemas Complexos, como os coeficientes de Lyapunov e entropia de Shannon, também são aplicáveis à identificação da transição do limite de validade do método de eddy covariance.

Para este objetivo, foram utilizadas a classificação do regime de turbulência noturna, a chamada teoria “Hockey-Stick Transition” (HOST), proposta por SUN *et al.* (2012) aos dados coletados no Cooperative Atmosphere–Surface Exchange Study - 1999 (CASES-99), e em seguida, foram aplicados métodos clássicos para a análise da eventual dinâmica caótica: dimensão do atrator (contagem de caixas) sugerido inicialmente por Kolmogorov e refinado por GRASSBERGER e PROCACCIA (1983 (a)), por meio da correlação integral, o método de Takens para reconstruir o espaço de estados, os algoritmos de Wolf e de Kantz para estimar os expoentes de Lyapunov e os Gráficos de Recorrência (KANTZ; SCHREIBER, 2004).

Com esta pesquisa, espera-se contribuir para uma melhor compreensão física da natureza dos regimes turbulentos, características das estruturas turbulentas, variabilidade dos fluxos turbulentos, aspectos da difusividade e da dissipação turbulenta.

1.2 Objetivo Geral

Investigar a natureza caótica da turbulência na camada limite noturna, estudando como as características da variabilidade das condições atmosféricas do sítio experimental, as condições de estabilidade e a não estacionariedade, podem influenciar nas características do atrator caótico associado à estrutura da turbulência atmosférica existente.

1.2.1 Objetivos Específicos

I) Estudar as características dos regimes turbulentos sob a perspectiva da Teoria HOST;

II) Detectar/ analisar/ reconstruir os atratores a partir das séries temporais das variáveis de estado, determinando sua dimensão fractal (dimensão de correlação D_2), a caoticidade da série temporal e a dimensão de imersão (embedding dimension) m (GRASSBERGER; PROCACCIA, 1983 (a); GRASSBERGER; PROCACCIA, 1984);

III) Discutir a relação entre a estratificação e a intermitência com a dimensão fractal, para cada um dos regimes turbulentos propostos por SUN *et al.* (2012) para a camada limite estável;

IV) Estimar os expoentes de Lyapunov a partir de séries temporais para as grandezas turbulentas;

V) Estudar os regimes turbulentos para a camada limite atmosférica, utilizando a metodologia dos RP (Recurrence Plot) e a Análise de Quantificação de Recorrência (Recurrence Quantification Analysis - RQA).

2 ELEMENTOS TEÓRICOS

2.1 As Equações de Navier-Stokes e a turbulência

Trabalhos desenvolvidos por Boussinesq, Reynolds, Prandtl, Taylor, von Kármán, Landau, Kolmogorov, Kraichnan, Rotta, Ruelle, Takens, dentre outros, formaram o alicerce para o conhecimento que se tem hoje sobre o fenômeno da turbulência (RUELLE, 1991; LUMLEY, 1992a; LUMLEY; YAGLOM, 2001b). Tais trabalhos usaram como modelo matemático para descrever o movimento dos fluidos, as equações de Navier-Stokes, que substituíram as equações de Euler neste objetivo ao considerar as forças de contato não conservativas e a viscosidade do fluido, até então ignoradas.

As equações de Navier-Stokes são sistemas de equações diferenciais parciais (EDPs). Elas são compostas por três equações principais: 1. Equação de Continuidade que descreve o fluxo de massa de um fluido em um determinado volume. 2. Equação de Momento que retrata como a velocidade do fluido muda com o tempo e a variação da quantidade de movimento no fluido. 3. Equação de Energia que descreve como a energia interna do fluido é transferida para outras fontes (CONSTANTIN; FOIAS, 2020; MARION; TEMAM, 1998). Essas três equações são usadas para descrever o movimento de um fluido, incluindo sua velocidade, pressão, densidade e temperatura. Também são usadas para simular a dinâmica de fluidos reais, como o movimento de água em um rio, a dinâmica dos oceanos, a circulação atmosférica, a turbulência, entre outros.

Assim sendo, a forma completa das equações de Navier-Stokes pode variar dependendo das simplificações e das considerações específicas de cada problema. Para o escoamento turbulento, FRISCH (1995), afirma que as equações de Navier-Stokes contêm as informações referentes ao escoamento turbulento, porém, é necessário olhar para os fatos experimentais a fim de modelar matematicamente as principais categorias dos regimes de escoamentos turbulentos. A equação de Navier-Stokes (2.1) descreve a dinâmica da turbulência atmosférica, ou seja, como o vento e a pressão atmosférica interagem para criar turbulência, delineando como a viscosidade, a força externa e a densidade do ar influenciam essa interação, sendo dada por:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla) u = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 u + f \quad (2.1)$$

Onde as variáveis u e p são a soma de um valor médio e uma flutuação: $u = \bar{u} + u'$ e $p = \bar{p} + p'$. Na equação, u é a velocidade do vento, p é a pressão atmosférica, ν é o coeficiente de viscosidade, ρ é a densidade do ar e f é a força externa. O lado esquerdo da equação, descreve a conservação do momento, onde $(u \cdot \nabla) u$ é o termo

convectivo e diz respeito a contribuição das forças inerciais, enquanto o lado direito, descreve processos dissipativos, tais como atrito e turbulência, sendo $-\frac{1}{\rho}\nabla p$ o gradiente de pressão e $\nu\nabla^2 u$ o termo difusivo.

A não-linearidade da equação, significa que os valores das variáveis de estado dependem não apenas dos estados iniciais, mas também das variáveis de estado. Essa dependência em todos os pontos ao longo do tempo, dificulta a solução da equação de Navier-Stokes. Isto significa que não é possível prever qual será a velocidade do fluido em um determinado ponto no tempo; exceto se resolvessem as equações para todos os pontos, tornando as soluções tão difíceis de serem obtidas quanto a compreensão do próprio fenômeno turbulento ser devidamente entendido.

Os fluxos de vapor d'água e gás carbônico presentes dentro e acima da copa das árvores são exemplos de soluções para estas as equações, sendo necessário considerar diferentes tipos de forças, como as forças de arrasto, as principais responsáveis pelo transporte de material particulado e vapor, e ainda, as forças de inércia, importantes para o transporte de energia. Essas forças podem ser consideradas em modelos matemáticos, como o Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS), que descreve a média temporal do escoamento.

O modelo RANS é amplamente usado para prever a distribuição de velocidade e pressão, bem como para simular o desenvolvimento de instabilidades no escoamento. No entanto, como os fluxos são muito complexos, é necessário considerar outros fatores, como a topografia do local, o clima, a umidade relativa do ar, a temperatura, a pressão atmosférica, as concentrações de dióxido de carbono e outros gases, e ainda os efeitos das condições de borda. Esses fatores devem ser considerados para que se possa obter resultados mais precisos.

2.2 Caráter fractal da turbulência

A turbulência é um fenômeno físico que ocorre quando um fluido é agitado, podendo ser um líquido ou um gás. O caráter fractal da turbulência se refere à forma como o movimento turbulento se desenvolve em escalas diferentes, formando padrões fractais que se repetem a cada nova escala. Podendo ser observada, na formação e movimentação da corrente de ar numa tempestade e na propagação das ondas na superfície da água. Em ambos os casos, existe uma repetição de padrões. Esta característica fractal permite que os físicos busquem prever e estudar o comportamento turbulento de forma mais precisa, ajudando a entender melhor como os fluidos se movem.

LUMLEY e YAGLOM (2001a), LUMLEY (1992b), HOLMES *et al.* (2012), PANOFISKY *et al.* (1977) definiram algumas propriedades para o escoamento turbulento: Apresenta número de Reynolds entre $2300 \leq Re \leq 10^5 - 10^8$; É tridimensional e

rotacional, cuja manutenção é devido a vorticidade de estiramento (vortex stretching) essencial para manter a dinâmica do sistema; É dissipativo, visto que, na ausência de uma fonte de energia alimentando os turbilhões, a energia turbulenta decai rapidamente em processo de cascata, ocasionando a dissipação de energia mecânica em forma de calor; É difuso, causando o aumento na taxa de transferência de momentum, calor e massa, visto que, tais escalares, são cerca de três ordens de magnitude maiores do que o transporte molecular; É continuum, governada pelas equações da mecânica dos fluidos, onde os menores vórtices sempre são maiores que a escala molecular; É não-linear; É estocástico, cujo campo de velocidades não pode ser previsto em detalhes; Irregularidade para as condições de escoamento aleatório ou caótico. HOLMES *et al.* (2012) afirmam que a não linearidade, a rotacionalidade e a dimensionalidade interagem dinamicamente para ‘alimentar’ a turbulência.

As Equações de Navier-Stokes possuem um grupo de transformações G atuando no espaço-tempo da sua função $v(t, \mathbf{r})$ (Cf. FRISCH, 1995 p. 17; MCDONOUGH (2007, p. 38, 39)) e a medida que ocorre a transição do regime laminar para o turbulento, as simetrias básicas como: translação espacial, translação temporal, transformação de Galileu, inversão de paridade, rotações e transformação de escala, são quebradas parcial ou totalmente conforme a atuação das forças externas passam a agir no sistema.

Após a quebra sucessiva das simetrias, o escoamento a altos números de Reynolds se torna tão desordenado, que suficientemente longe das fronteiras, ocorre uma restauração de simetrias no sentido estatístico (FRISCH, 1995, p. 11). Além das simetrias de translação (homogeneidade) e rotação (isotropia) (TAYLOR, 1935), imagens de jatos turbulentos, como na Figura 1, indicam ainda a restauração estatística da invariância de escala, mostrando a existência de vórtices similares de diversos tamanhos (FRISCH, 1995, p. 9).

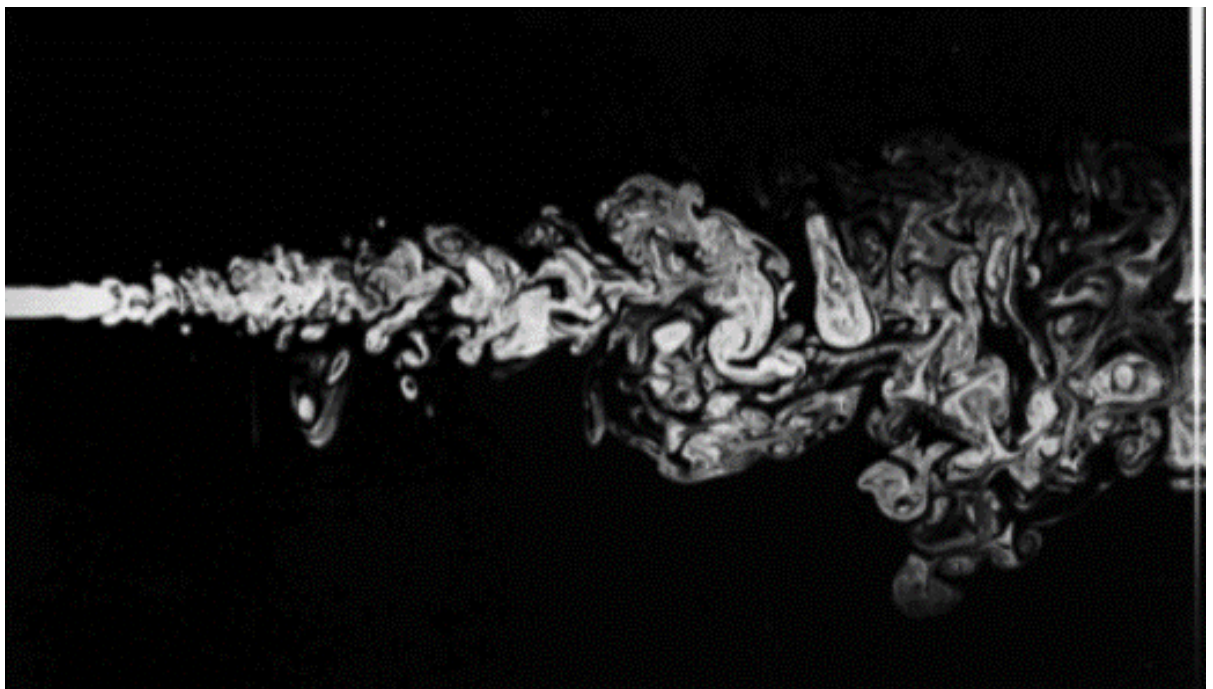


Figura 1 – Jato turbulento de água.

Fonte: van Dyke 1982, extraído de Frisch (1995).

Ainda na Figura 1, é possível visualizar uma ampla gama de escalas e níveis variados de fractalidade. Em um nível macro, este fluxo turbulento exibe características fractais, como autossimilaridade, escala multifractal e correlações de longo alcance. Em um nível micro, é caracterizado por redemoinhos altamente imprevisíveis e caóticos. Em geral, acredita-se que o comportamento fractal seja uma consequência da natureza caótica subjacente da atmosfera, uma vez que, a estrutura fractal da turbulência é importante para a compreensão do transporte de energia e momento na atmosfera.

A simetria da turbulência possivelmente existe somente em uma faixa de escalas, ficando mais compreensível na teoria de Kolmogorov com a introdução do conceito de subdomínio inercial. Experimentos tem mostrado o caráter universal da simetria presente em escoamentos de diversas naturezas, porém, aspectos não universais também se fazem presentes, como é o caso da intermitência e das estruturas coerentes, tornando limitada a explicação desses fenômenos, usando-se somente a restauração estatística das invariâncias (FRISCH, 1995, p. 72).

2.2.1 A teoria de Kolmogorov de 1941 (K41)

A turbulência é um fenômeno multi-escala, sendo fundamental entender como ela é transportada desde a grande escala para as escalas menores até se dissipar. A ideia aceita diz respeito ao modelo de cascata, introduzida inicialmente por RICHARDSON

(1922) e desenvolvida por KOLMOGOROV (1941), baseada na ideia de que os grandes turbilhões com energia de ordem superior são quebrados e transmitem energia aos turbilhões menores, e assim por diante, numa cascata de energia, até que os menores turbilhões sejam “eliminados” pela ação da dissipação, devido à viscosidade, e não tenham memória dos forçantes geradores, Figura 2:

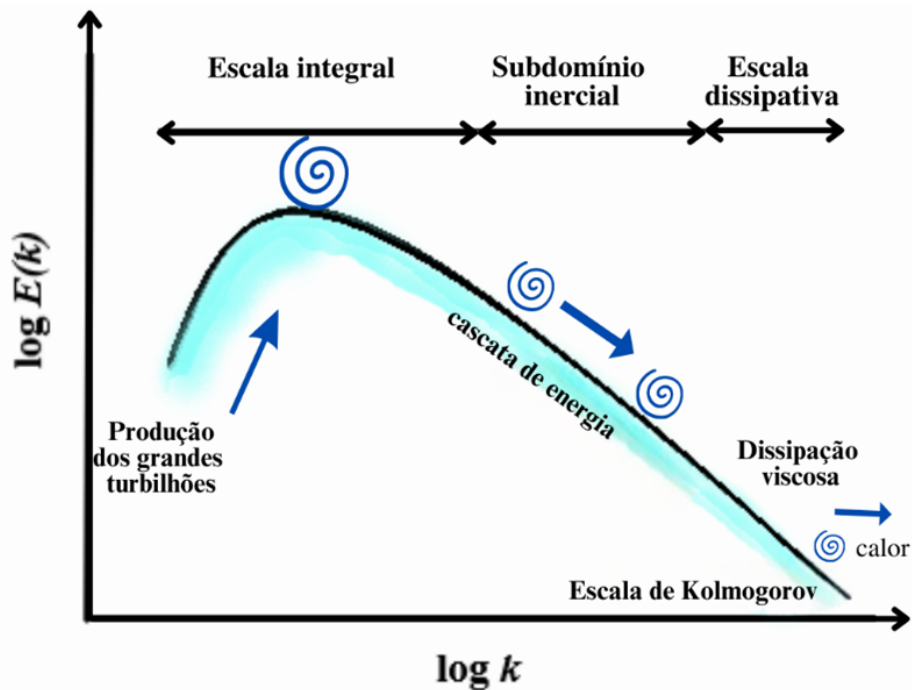


Figura 2 – Representação esquemática do espectro de energia turbulenta $E(k)$ em função do número de onda k .

Fonte: elaborada pela autora (2023).

Na escala de comprimento integral estão presentes os maiores vórtices do espectro de energia. A produção desses grandes turbilhões ocorre devido às tensões turbulentas que extraem energia do escoamento médio e a injeta nesses vórtices que passam a ser mais energéticos e altamente anisotrópicos. Os vórtices nessa escala integral são sensíveis às condições de fluxo e seus tamanhos são próximos ao comprimento característico do fluxo, de acordo com Richardson, eles são instáveis e quebram, transferindo sua energia para vórtices menores. Seu espectro é definido por $E \propto v^2 l$, onde o comprimento da escala integral, l , é dado por $l = \kappa^{\frac{3}{2}} \cdot \varepsilon$ cuja escala de tempo e a velocidade são respectivamente: $t = \frac{\kappa}{\varepsilon}$ e $u = \sqrt{\kappa}$, sendo κ , ε e ν , respectivamente, o número de ondas, a taxa de dissipação turbulenta da ECT por unidade de massa e a viscosidade cinemática.

No subdomínio inercial, na cascata de energia, ocorre a transferência de energia cinética dos grandes turbilhões para os pequenos turbilhões devido ao processo de estiramento do vórtice. O estiramento dos vórtices faz com que a sua taxa de rotação

aumente e o raio de suas seções transversais diminua (WYNGAARD, 2010a). O espectro de energia no subdomínio inercial é obtido por meio de análise dimensional e mostra que o espectro de energia é proporcional ao produto do número de onda e a taxa de dissipação $E \propto \kappa^{-\frac{5}{3}} \cdot \varepsilon^{\frac{2}{3}}$.

A escala de Kolmogorov contém o menor tamanho de vórtice e está na escala dissipativa do espectro de energia. Na escala dissipativa, os vórtices turbulentos são isotrópicos devido às ações difusivas da viscosidade. Nesta região, a energia cinética recebida de vórtices maiores é dissipada em calor. A escala de comprimento desta região é dada em função de ν e ε . A escala de comprimento de Kolmogorov é dada por $\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{4}}$.

O entendimento desses aspectos da fenomenologia da transferência e da taxa de dissipação de energia turbulenta, é um desafio para a comunidade científica, pois ainda há muito a ser descoberto. Questões envolvendo de que modo a intermitência influencia a taxa de dissipação e como ocorre a “retroalimentação” dos vórtices turbulentos ao reconstruírem-se e quebrarem-se devido à transferência de energia, estão em aberto. Para melhorar o entendimento, os pesquisadores têm usado modelos matemáticos, como os modelos de equação de estado de energia turbulenta, experimentos de campo e simulações numéricas para investigar os processos envolvidos na transferência e dissipação de energia turbulenta (LESIEUR, 2008; MENEVEAU; KATZ, 2000; SREENIVASAN; ANTONIA, 1997; VASSILICOS; HUNT, 1991).

A teoria de Kolmogorov pressupõe que a turbulência é um processo estatístico localmente homogêneo. Desta forma, muito se ganhou em conhecimento quando foi dado o tratamento estatístico à turbulência. Segundo PANOFSKY e DUTTON (1984), tal descrição é resultado das limitações e não do fato da turbulência ter uma natureza plenamente aleatória, mas caótica (LORENZ, 1963), sendo o caráter ergódico das flutuações turbulentas, ainda, objeto de muita investigação (Farge, 1992; KATUL *et al.*, 2004).

2.2.2 Subdomínio inercial e as hipóteses de similaridade

Hipótese de similaridade 1: Quando o número de Reynolds é muito alto, as propriedades das pequenas escalas r são unívoca e universalmente definidas pela taxa média de dissipação $\bar{\varepsilon}$ e pela viscosidade ν .

O Re pode ser calculado pela equação $Re = \frac{LV}{\nu}$, onde L é o comprimento, V a velocidade e ν a viscosidade do fluido. Se L for muito grande, uma das três grandezas é eliminada, sendo possível construir a partir das outras duas, uma terceira, que fornece a escala típica em que a dissipação ocorre. É a chamada escala dissipativa de Kolmogorov,

dada pela equação (2.2):

$$\eta = \left[\frac{v^3}{\bar{\epsilon}} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (2.2)$$

A partir de (2.2), determina-se com mais precisão a faixa de escalas em que é esperado a validade da primeira hipótese de similaridade. O intervalo definido por $\eta \ll r \ll L$ é conhecido como o subdomínio inercial, pois nesta faixa, os efeitos dos termos inerciais das Equações de Navier-Stokes devem prevalecer sobre os termos dissipativos e de força externa.

Como consequência da primeira hipótese, uma simples análise dimensional indica que as funções de estrutura de ordem dois (longitudinal ou transversal) obedece à equação 2.3:

$$S_2(r) = \sqrt{v\bar{\epsilon}} F\left(\frac{r}{\eta}\right) \quad (2.3)$$

onde $F\left(\frac{r}{\eta}\right)$ é uma função adimensional arbitrária e seu comportamento pode ser determinado a partir da “lei zero da turbulência” cujo conceito afirma que a dissipação turbulenta tende a um limite à medida que o número de Reynolds aumenta (PEARSON; et, 2004).

Hipótese de similaridade 2: No limite de número de Reynolds infinito, com $v \rightarrow 0$, todas as propriedades das escalas na faixa inercial são determinadas pela taxa média de dissipação de energia $\bar{\epsilon}$.

Kolmogorov supôs que quando $v \rightarrow 0$, a função $\sqrt{v}F\left(\frac{r}{\eta}\right)$ torna-se bem-comportada e independe de v . A partir de uma nova análise adimensional, é encontrado C , uma nova constante universal adimensional.

$$S_2(r) = C\bar{\epsilon}^{\frac{2}{3}}r^{\frac{2}{3}} \quad (2.4)$$

Expandindo a expressão da função estrutura e recorrendo às equações da transformada inversa do espectro de energia e da densidade de energia (detalhes podem ser encontrados Cf. FRISCH, 1995, cap. 6), é obtido a forma para o espectro de energia de Kolmogorov:

$$E(k) = C_K \bar{\epsilon}^{\frac{2}{3}} k^{-\frac{5}{3}} \quad (2.5)$$

Onde C_K é comumente chamada de constante de Kolmogorov. Embora a estratégia experimental para a sua verificação atualmente seja relativamente simples, foi um

desafio à época provar sua validade, confirmada somente no trabalho de GRANT, STEWART e MOILLIET (1962).

A análise dimensional que levou a equação (2.3) também leva a outra generalização, representada por:

$$S_q(r) = C_q \varepsilon^{\frac{q}{3}} r^{\frac{q}{3}} \quad (2.6)$$

Para $q = 3$ tem-se a relação da lei dos 4/5 dada pela equação (2.7), cuja a multiplicação de $-4/5$ por ε e r é uma relação empírica derivada a partir de estudos experimentais e simulações numéricas (BATCHELOR; PROUDMAN, 1956). Essa relação captura o comportamento médio do tensor de estrutura de correlação de terceira ordem na turbulência:

$$S_3 = -\frac{4}{5} \bar{\varepsilon} r \quad (2.7)$$

Mesmo comprovadamente válida, a teoria K41 leva a resultados em desacordo com a experiência para $q \geq 4$, assim também a lei dos 2/3 vista na equação (2.5), ser inválida para qualquer tipo de escoamento no intervalo inercial, crítica inicialmente feita por Landau (LANDAU; LIFSHITZ, 1944), sugerindo que o processo de dissipação de $\bar{\varepsilon}$ fosse intermitente.

2.2.3 A teoria de Kolmogorov de 1962 (K62)

Após críticas de LANDAU e LIFSHITZ (1944), KOLMOGOROV (1962) introduziu uma hipótese de similaridade refinada, com o objetivo de recuperar a lei de escala para as funções de estrutura, na forma:

$$S_q(r) \propto r^{\zeta_q} \quad (2.8)$$

Os modelos de intermitência são voltados a esta recuperação, assim a hipótese de Kolmogorov é concernente a distribuição de probabilidade das velocidades e da distribuição das taxas de dissipação numa determinada escala. De acordo com esta hipótese:

$$S_q(l) = \langle \delta u_l^q \rangle l^{\tau_{(q/3+q/3)}} \quad (2.9)$$

Ao se considerar a dependência tipo exponencial devido à taxa de energia, é possível obter a relação entre o expoente da velocidade e a energia:

$$\zeta_q = \tau_{\frac{q}{3}} + \frac{q}{3} \quad (2.10)$$

Sendo que a validade deste refinamento ainda está em aberto (LUMLEY, 1992a; FRISCH, 1995). Assim, outras teorias como complementações para a K41 foram

desenvolvidas: Teoria K62 ou Modelo lognormal, o Modelo β , o Modelo de She-Lévêque, o Modelo p ou Modelo binomial, Modelo de difusão, Modelo bifractal e multifractal, entre outros modelos desenvolvidos visando explicar a intermitência, pois ela possui características não-universais (detalhes para estes modelos podem ser encontrados em FRISCH, SULEM e NELKIN (1978), FRISCH (1991), FRISCH (1995), MENEVEAU e SREENIVASAN (1991), MCDONOUGH (2007).

2.3 A Camada Limite Atmosférica

A Camada Limite Atmosférica (CLA) ou somente Camada Limite (CL), é a porção inferior da troposfera, cuja altura varia desde centenas de metros até pouco mais de 3 km e sofre influência direta da superfície, respondendo aos forçantes numa escala de tempo de uma hora ou menos (STULL, 1988; ARYA, 1988, p.3).

A CL passa por diversas mudanças ao longo do dia, sendo a responsável por conectar a superfície aquecida com a atmosfera durante o dia e desconectá-la durante a noite (ARYA, 1988; BETTS, 2007; BETTS *et al.*, 2009). No período diurno, à intensa radiação solar que incide na superfície, faz com que haja aumento na produção de ECT em detrimento da produção mecânica, ocasionando forte convecção na região, sendo denominada de Camada Limite Convectiva (CLC) ou Camada Limite Instável (CLI), ou ainda, Camada de Mistura (CM).

Na CLC são geradas correntes de ar ascendentes e descendentes que intensificam os movimentos turbulentos, transportando energia, momento e grandezas escalares para níveis mais altos da troposfera. Ou seja, a propagação do calor ocorre pelo efeito difusivo da turbulência de origem térmica (WALLACE; HOBBS, 2006). A turbulência mecânica também pode agir durante o dia, principalmente próximo à superfície, onde o cisalhamento vertical do vento contribui para a formação e até mesmo para a manutenção da turbulência na CLS.

Durante a noite, quando a radiação de onda curta deixa de contribuir para o balanço de radiação e a superfície passa a emitir apenas radiação de onda longa, começa a ocorrer o resfriamento até que haja uma inversão no gradiente vertical de temperatura potencial virtual, gerando uma camada estavelmente estratificada, onde as parcelas de ar tendem a permanecer em sua posição de equilíbrio e o forçante térmico, que atuava na produção de turbulência na CLI, passa a atuar na destruição da energia cinética turbulenta. Esta camada recebe o nome de Camada Limite Estável (CLE), e se ocorrer no período noturno, recebe o nome de Camada Limite Noturna (CLN).

Durante a transição entre a CLC (ao longo de toda extensão da região em que existe escoamento turbulento) e a CLE (que começa a se formar imediatamente acima da CLS), é formada uma camada desligada da superfície, em que ainda são conservadas

A intensidade da turbulência na CLA (escoamento turbulento) é medida por meio da ECT (Energia Cinética Turbulenta), para isso, caracteriza-se os mecanismos de produção mecânica (PM) e o de produção/destruição térmica (PT/DT) de ECT. Para simplificar o entendimento, considera-se a CLA horizontalmente homogênea e sem movimentos verticais, expressa pela Equação 2.11:

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{q}^2}{\partial t}}_I = - \underbrace{\bar{u}_j \frac{\partial \bar{q}^2}{\partial x_j}}_{II} - \underbrace{\frac{\partial \bar{u}'_j \bar{q}^2}{\partial x_j}}_{III} + \underbrace{\delta_{i3} \frac{g}{\theta_v} (\bar{u}'_i \bar{\theta}'_v)}_{IV} + \underbrace{\bar{u}'_i \bar{u}'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_V - \underbrace{\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{u}'_i p'}{\partial x_i}}_{VI} - \underbrace{\varepsilon}_{VII} \quad (2.11)$$

Onde, a intensidade da turbulência média é dada por $(\bar{q}^2)^{\frac{1}{2}} = (\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2)^{\frac{1}{2}}$. O termo I mostra a taxa de variação da intensidade da turbulência acompanhando o escoamento médio; o termo II representa o transporte advectivo da intensidade da turbulência; os termos III e VI estão relacionados ao transporte turbulento devido às flutuações de velocidade e pressão, respectivamente; o termo IV diz respeito a criação ou destruição da energia cinética turbulenta devido o fluxo de energia na forma de calor; o termo V está relacionado a produção de ECT a partir do cisalhamento do campo de velocidade do vento e o VII é um termo viscoso relacionado a taxa de dissipação da ECT, cujo valor pode ser calculado por $\varepsilon = \nu_0 \left(\frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial x_j} \right)^2$.

A Equação 2.11 pode ser usada para determinar as características do escoamento turbulento através da relação entre a produção mecânica, termo V, e a produção ou destruição térmica, termo IV, também chamada de taxa de produção de energia por empuxo. A equação relaciona a energia cinética turbulenta (ECT) e a energia térmica turbulenta (ETT) com seus respectivos fluxos de produção (PM e PT), destruição (DM e DT) e transferência mecânica/térmica (TM e TT): $ECT = PM - DM - TM$ e $ETT = PT - DT - TT$.

Durante o período diurno, a PM e PT atuam na geração da turbulência, já durante a noite, atua a DT, e sob algumas condições, suprime quase totalmente a PM de turbulência. O escoamento é turbulento quando a $PM \gg DT$. Quando há ocorrência de $PM \gg DT$ e $PM \ll PT$, tem-se o regime de convecção forçada, e, $PM \ll PT$, o regime de convecção livre, passando a existir forçantes térmicas de correntes ascendentes (updrafts) e de correntes descendentes (downdrafts). O escoamento é laminar ocorre quando a $PM < DT$.

Uma das variáveis mais usadas para caracterizar a turbulência em um escoamento é o número de Richardson (Ri , em homenagem ao físico britânico Lewis Fry Richardson) sendo um parâmetro adimensional usado para medir a proporção de flutu-

abilidade para o efeito de cisalhamento ou turbulência em um fluido. O R_i é definido pela Equação 2.12:

$$R_i = \frac{\text{taxa de destruição de ECT devido flutuações}}{\text{taxa de produção de ECT à partir do cisalhamento}} = \frac{\frac{g}{\theta_v} \overline{(u'_i \theta_v)}}{u'_i u'_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}} \quad (2.12)$$

R_i indica se um fluido é estável ou instável. Se $R_i < 0.25$, o fluido é considerado instável e é provável que ocorra convecção, caso contrário, se for $R_i > 0.25$, o fluido é considerado estável e é improvável que ocorra convecção.

2.3.1 A Camada Limite Noturna

Após o pôr do sol, quando diminui drasticamente a atividade convectiva e o fluxo de calor sensível se tornam negativo, o solo passa a emitir calor latente, resfriando-se mais que o ar adjacente, e o saldo de radiação passa a ser negativo, originando a camada limite estavelmente estratificada ou CLE. A turbulência na CLE tende a estar em um equilíbrio dinâmico delicado e, portanto, a sua estrutura tende a ser mais difícil de ser compreendida e parametrizada do que no CLC (WYNGAARD, 2010b).

No geral, a CLE (em inglês, SBL - Stable Boundary Layers) ocorre durante a noite, formando a camada limite noturna estavelmente estratificada ou apenas CLN, que é uma camada de baixa altura, ocasionada devido o resfriamento da superfície e com reduzida turbulência. KONDO, KANECHIKA e YASUDA (1978) observaram que em condições mais estáveis da CLA, notadamente no campo de temperatura, o surgimento da turbulência intermitente, e à medida que R_i aumenta, as flutuações tornam-se ainda mais intermitentes, enfraquecendo até desaparecerem. Segundo MAHRT (1999), a turbulência intermitente é marcada por breves episódios turbulentos seguidos por períodos intermediários de pequenas flutuações, relativamente fracas ou não mensuráveis, dificultando o entendimento acerca dos mecanismos físicos por trás do comportamento na CLE (WIEL *et al.*, 2002).

Baseado na média de R_e , a CLN é classificada em fracamente estável (wSBL- weakly Stable Boundary Layers) e muito estável (vSBL- very Stable Boundary Layers). A wSBL e a vSBL são frequentemente entendidos como dois regimes distintos, com diferentes características climatológicas, processos dinâmicos e fenômenos meteorológicos associados. Por exemplo, o wSBL está associado a velocidades de vento mais altas e uma turbulência mais energética do que o vSBL, enquanto o vSBL está associado a ventos mais fracos, turbulência mais fraca e um forte acoplamento vertical da CLA. O wSBL também está associado à formação de nuvens de camada residual e o vSBL à formação de nuvens estratocúmulos, sendo responsável por eventos climáticos perigosos,

como neblina e geada (MAHRT *et al.*, 2013; MAHRT, 2014a; VIGNON *et al.*, 2017; ABRAHAM; MONAHAN, 2019b; ABRAHAM; MONAHAN, 2019c; ABRAHAM; MONAHAN, 2019a; ABRAHAM; MONAHAN, 2020; LAN *et al.*, 2022).

Esses dois regimes também podem ser distinguidos com base em seus perfis termodinâmicos, com o wSBL exibindo uma forte inversão de temperatura perto da superfície e o vSBL exibindo um perfil de temperatura mais gradual (MAHRT; SUN; STAUFFER, 2015; ACEVEDO *et al.*, 2016; ACEVEDO *et al.*, 2019; SUN *et al.*, 2016). Finalmente, o wSBL e o vSBL também podem ser distinguidos com base em suas propriedades radiativas, com o wSBL exibindo na superfície uma taxa de resfriamento de onda longa maior e uma taxa de resfriamento de onda curta menor do que o vSBL (ACEVEDO *et al.*, 2016; ACEVEDO *et al.*, 2019; ABRAHAM; MONAHAN, 2019b; ABRAHAM; MONAHAN, 2019c; ABRAHAM; MONAHAN, 2019a). Ou ainda, há também a denotação de regimes quase neutros e estáveis (SUN *et al.*, 2012; SUN *et al.*, 2016).

Em resumo, o wSBL é caracterizado por estratificação fraca, ventos fortes e turbulência sustentada. O vSBL, por outro lado, é caracterizado por forte estratificação, baixas velocidades do vento, turbulência fraca e intermitente que não está de acordo com as suposições que levam a teoria de similaridade de Monin-Obukhov (LIANG *et al.*, 2014) e um fraco acoplamento vertical das camadas atmosféricas (ABRAHAM; MONAHAN, 2020), tanto que a vSBL continua sendo uma questão “espinhosa” para os modelos numéricos de previsão do tempo (LAN *et al.*, 2022), tornando a medição, compreensão e parametrização da CLE noturna particularmente desafiadora.

A estrutura vertical da CLE, segundo MAHRT e ACEVEDO (2022), se desvia substancialmente dos perfis mostrados nos livros didáticos. Segundo os autores, mesmo sobre superfícies planas e homogêneas, a turbulência pode não estar completamente relacionada às condições da superfície e, em vez disso, ser gerada por fontes elevadas de turbulência, como *Jatos de Baixos Níveis* (JBNs), modos transitórios, ou ainda, uma pequena heterogeneidade superficial pode alterar a estrutura vertical da CLE. Dessa forma, a transição vSBL para wSBL é menos compreendida.

No vSBL, a turbulência é fortemente suprimida e geralmente não é excitada pelo atrito da superfície em escalas abaixo da altura de inversão. Para reverter a supressão, a turbulência deve ser gerada nessas escalas por uma instabilidade local, como a instabilidade convectiva próxima à superfície (ANSORGE, 2019) ou por uma forçante em larga escala, que deve ser forte o suficiente para superar o efeito estabilizador da inversão e iniciar a turbulência. Em geral, a recuperação da turbulência é um processo complicado e ainda não totalmente compreendido. Pode envolver muitos mecanismos diferentes, como condução mecânica por aumento de gradientes de pressão em larga

escala ou aquecimento da superfície por aumento da cobertura de nuvens, bem como, fenômenos mais complexos, como eventos de turbulência intermitente, quebra de ondas de gravidade, correntes de densidade e microfrentes.

Outros pesquisadores classificaram a estabilidade da CLN em três regimes, além dos já citados, wSBL e vSBL, existe um outro denominado de “intermediariamente estável” (SUN *et al.*, 2012; ANSORGE; MELLADO, 2014) ou ainda “regime quase neutro” (ABRAHAM; MONAHAN, 2020). Nesse regime, o fluxo de calor turbulento estagna se a estratificação for fortalecida; um aumento do gradiente de temperatura é compensado por uma diminuição das flutuações de velocidade vertical (ANSORGE; MELLADO, 2014), considerado importante para entender o impacto da estratificação na dinâmica do CLE.

2.3.2 A Camada Limite Atmosférica Tropical (CLTA)

A atmosfera tropical possui características básicas que a faz distinta das médias e altas latitudes, sendo a principal delas a disponibilidade da radiação solar. Além disso, sobre a região, duas células convectivas, Hadley e Walker, agem de forma efetiva e diferenciada na formação da climatologia, e ainda, nos trópicos ocorrem os ventos alísios, confluindo na Zona de Convergência Intertropical (ZCIT), que constitui um grande complexo de nuvens convectivas.

Os complexos de nuvens convectivas têm variação sazonal (estação) e diurna (convecção), sendo a disponibilidade do vapor de água na atmosfera da região em determinado período, decisiva para a classificação proposta por GARSTANG e FITZ-JARRALD (1999a, cap. 7) em estados da atmosfera tropical continental “perturbado” e “não-perturbado”. O estado perturbado da atmosfera ocorre com maior frequência numa determinada região, quando as zonas de convergências ZCIT e/ou ZCAS (Zona de Convergência do Atlântico do Sul) estão presentes. Muito se diz que a ocorrência do estado perturbado está estritamente relacionada à estação úmida, enquanto o estado não-perturbado, à estação seca.

Porém, foi mostrado em pesquisas na região, que os estados perturbado e não-perturbado podem estar relacionados diretamente com o montante existente de CAPE (Energia Potencial Convectiva Disponível, do inglês, “Convective Available Potential Energy”) na troposfera, visto que, a mudança na CAPE influencia as condições termodinâmicas do meio ambiente e da precipitação (ZAWADZKI; RO, 1978; ZHANG; CHOU, 1999; MOTA; NOBRE, 2006). Segundo SMITH e MONTGOMERY (2022) os termos “fluatuabilidade” e “CAPE” são conceitos amplamente relacionados à convecção profunda.

A CAPE é frequentemente usada para medir o potencial de produzir tempestade,

convecção profunda e forte precipitação. Ela pode ser calculada de duas maneiras. A primeira utiliza a temperatura potencial da parcela de ar, que é a temperatura que a parcela teria se fosse trazida adiabaticamente a um nível de pressão de referência (geralmente a pressão ao nível do mar). A segunda utiliza a temperatura potencial equivalente reversível, que é a temperatura que uma parcela teria se fosse trazida reversivelmente (isto é, sem mistura do ambiente) a um nível de pressão de referência. Em ambos os casos, a energia é calculada como a diferença entre a temperatura potencial da parcela em seu nível atual e seu nível de flutuabilidade neutra.

No entanto, outros fatores como cisalhamento do vento, umidade relativa do ar, presença de núcleos higroscópios e resfriamento do ar por processo adiabático são também importantes para a formação da precipitação, uma vez que a CAPE sozinha não é suficiente para a formação da convecção profunda.

MACHADO, LAURENT e LIMA (2002) mostraram que existe um ciclo de CAPE na Amazônia que acompanha o ciclo diurno do saldo de radiação. Contudo, em situações locais bem peculiares é possível verificar a existência de máximos da CAPE determinadas por fenômenos locais de mesoescala, situação que não mais acompanha os máximos locais de saldo de radiação. SILVA (2008) fez uma introdução a respeito desse tema ao caracterizar a atmosfera tropical considerando os regimes de umidade, em que ela verificou que a CAPE pode atingir valores consideráveis em decorrência da intensificação de uma brisa fluvial local.

A existência de correntes descendentes induzidas (downdrafts) é um aspecto crucial na interação entre a superfície e a atmosfera nos trópicos. Essas correntes são geradas por processos que ocorrem nas nuvens convectivas locais, resultando em fortes rajadas capazes de reduzir a temperatura potencial equivalente em mais de 10 K em questão de minutos (GARSTANG *et al.*, 1998; NOGUEIRA, 2008b; BETTS, 2007). Para a Amazônia Central, DIAS-JÚNIOR *et al.* (2017) observaram que os jatos de baixos níveis também contribuem para o rápido aumento nos níveis de ozônio, mudanças na velocidade do vento horizontal e até mesmo na CAPE. Às vezes, eles podem influir muito no aumento dos fluxos de momentum e de escalares na interface floresta-atmosfera (NOGUEIRA, 2008b). Ressalta-se que nessas ocasiões, os sinais turbulentos apresentam fortes oscilações amortecidas e a frequência dessas oscilações aumenta com o tempo, configurando um fenômeno certamente não-linear, que merece uma abordagem analítica a partir da teoria das séries não lineares.

Outro sistema a ser considerado é a bomba biótica, cuja implicação, segundo MAKARIEVA *et al.* (2023), diz respeito a dinâmica vegetação-atmosfera, uma vez que florestas de grande escala, ao gerar e manter a umidade atmosférica por meio da transpiração, podem alimentar os ventos do oceano para a terra e o transporte de

umidade atmosférica. Ressalta-se que LORENZ (1984), já chamou atenção para as características notoriamente irregulares de certos processos da atmosfera tropical.

Outros trabalhos que procuraram aplicar a teoria dos sistemas dinâmicos não lineares à atmosfera inferior destacam-se aqueles de POVEDA-JARAMILLO e PUENTE (1993), WENG e LAU (1994), WIEL *et al.* (2003), WIEL *et al.* (2002), WIEL *et al.* (2002), WESSON, KATUL e SIQUEIRA (2003), CAMPANHARO *et al.* (2008), COSTA *et al.* (2011), BAUWERAERTS e MEYERS (2019), TSONIS (2001), PACHECO, MERA e SALINI (2022).

2.4 Classificação dos regimes turbulentos propostos por Sun et al(2012)

Desde o final da década de 90 do século XX, com a divulgação dos primeiros resultados do experimento CASES-99, ficou claro que a CLN apresenta um conjunto de processos altamente sinérgicos envolvendo ondas de gravidade, correntes de densidade, ventos catabáticos, JBNs, instabilidades de Kelvin-Helmholtz, ondas isoladas, dentre outros, o que comprovava o seu caráter altamente complexo e frequentemente não linear (POULOS *et al.*, 2002; POULOS; BURNS, 2003; SUN *et al.*, 2002; SUN *et al.*, 2003; SUN *et al.*, 2004; WIEL *et al.*, 2003; CHENG; PARLANGE; BRUTSAERT, 2005; STEENEVELD; NAPPO; HOLTSLAG, 2009).

Ante aos novos desafios do CASES, para melhor entender os processos da CLN, vários autores passaram a tentar compreender os seus aspectos (POULOS *et al.*, 2002; MAHRT; VICKERS, 2002; SUN *et al.*, 2003), sua natureza (ACEVEDO; FITZJARRALD, 2003), o “scaling” de seus processos turbulentos (SORBJAN, 2006; ACEVEDO *et al.*, 2009) e a busca de novas explicações para o entendimento dos diversos regimes turbulentos noturnos (SUN *et al.*, 2012).

Frente a isso, SUN *et al.* (2012) investigaram os regimes turbulentos noturnos e a intermitência associada a eles, o que os levaram a concluir que para cada altura h onde foram realizadas as medições, foram observados três regimes turbulentos, assim como três categorias distintas de intermitência. Tais regimes turbulentos estão associados a sua dependência quanto à instabilidade de cisalhamento, à estratificação térmica, às eventuais circulações locais, à ocorrência de Nuvens e/ou de JBNs, dentre outros fatores. Os autores encontraram uma relação entre a intensidade do fluxo turbulento e a velocidade do vento, de tal modo, que os regimes da turbulência foram categorizados da seguinte forma:

Regime 1- Caracterizado por turbulência fraca, gerada por cisalhamento local e modulado pelos gradientes verticais de temperatura da CLE. A velocidade do vento é menor que um valor limite em que uma escala característica de velocidade turbulenta, V_{ECT} , depende muito pouco da variação da velocidade média $\bar{V}$ do vento.

Regime 2- Caracterizado por forte turbulência gerada devida ao cisalhamento vertical do vento. Quando a sua velocidade excede um valor limite, a força turbulenta aumenta sistematicamente a energia cinética turbulenta e em que V_{ECT} depende consideravelmente da variação da velocidade média $\bar{V}$ do vento. A estreita relação entre E_{ECT} e a $\bar{V}$ do vento sugere que a turbulência sob ventos moderados responde ao cisalhamento próximo ao solo $\frac{V(Z)}{Z}$, em que Z refere-se a altura da CL (SUN *et al.*, 2012; SUN *et al.*, 2016).

Regime 3- Caracterizado por turbulência moderada, salvo quando da ocorrência de eventos do tipo “top-down”, em que a turbulência explode esporadicamente, associada a movimentos de cima para baixo, por exemplo, instabilidades de Kelvin-Helmholtz e ondas de gravidade, visto que, eliminando tais manifestações intermitentes, a turbulência permanece fraca.

Essa classificação do regime de turbulência noturna, proposta por SUN *et al.* (2012), é chamada de teoria “Hockey-Stick Transition” (HOST), pois a representação esquemática da transição entre os regimes de turbulência fraca e forte se assemelha a um taco de hóquei (YUS-DÍEZ *et al.*, 2019), Figura 4. Tais regimes turbulentos estão diretamente ligados aos valores da velocidade média do vento, cisalhamento local, à estratificação térmica local e ao R_i .

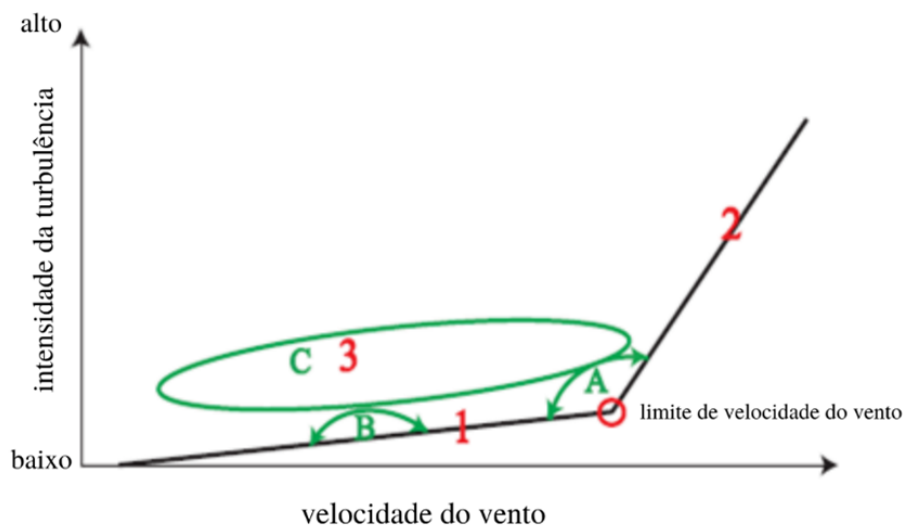


Figura 4 – Figura esquemática dos três regimes de turbulência (números vermelhos) e as três categorias de turbulência intermitente (letras verdes) comumente observada durante CASES-99. Turbulência em regime 1 é gerado principalmente pela instabilidade local. Turbulência em regime 2 é gerado principalmente pelo cisalhamento. Turbulência em regime 3 é gerado principalmente por eventos top-down turbulento.

Adaptado de SUN *et al.*, 2012.

Desde a formulação da teoria HOST, muitos pesquisadores a utilizaram para caracterizar os regimes turbulento de dados coletados em torres micrometeorológicas em

diversas regiões, por exemplo, DIAS-JUNIOR *et al.* (2017) aplicou aos dados de uma campanha do LBA (Programa de Grande Escala da Biosfera-Atmosfera na Amazônia) coletados na reserva florestal Rebio Jarú, em Rondônia; YUS-DÍEZ *et al.* (2019), na campanha BLLAST (Boundary-Layer Late Afternoon and Sunset Turbulence), realizada na região baixa dos Pirineus Centrais Franceses; MIRANDA *et al.* (2020a) aplicou a dados coletados na Reserva de Cueiras, próximo a Manaus e ACEVEDO *et al.* (2021), aplicou aos dados de três estações: Santa Maria, CASES-99 e FLOSS II (Fluxes Over Snow Surfaces).

2.5 Caos e fractais

A Teoria do Caos revolucionou os Sistemas Dinâmicos e contribui desde então as diversas Ciências. Segundo STROGATZ (2018), embora o caos tenha ‘roubado’ os holofotes, houveram dois outros grandes desenvolvimentos em dinâmica na década de 1970, um deles atribuído a Mandelbrot, que codificou e popularizou os fractais, mostrando suas aplicações em uma variedade de assuntos, e outro foi a aplicação dos métodos da geometria dinâmica às oscilações biológicas, especialmente em ritmos circadianos e ritmos cardíacos por Winfree.

A Teoria do Caos forneceu uma nova maneira de olhar para sistemas não lineares que antes eram vistos como complexos demais para serem compreendidos. A descoberta por LORENZ (1963) de que tais sistemas podem exibir um comportamento imprevisível, embora ainda determinísticos, levou a uma nova apreciação da importância da não linearidade, introduzindo uma nova caixa de técnicas para estudar o comportamento de sistemas não lineares, desde diagramas de bifurcação e expoentes de Lyapunov, até mesmo encorajando o desenvolvimento de métodos numéricos sofisticados. Por fim, o caos forneceu aos físicos e outros cientistas um novo conjunto de ideias para explicar fenômenos complexos em termos da dinâmica subjacente do sistema. Por exemplo, a teoria do caos tem sido usada para explicar o início da turbulência em fluidos, o comportamento dos mercados financeiros e a dinâmica dos ecossistemas.

2.5.1 Fractalidade na turbulência atmosférica

Conforme a definição, fractal é um objeto que exibe autossimilaridade (ou autossimilaridade) sob ampliação e pode ser construído usando um motivo simples, como uma imagem repetida em escalas sempre reduzidas (LYNCH, 2014). Um multifractal é uma generalização de um fractal em que diferentes subconjuntos de um objeto têm diferentes comportamentos de escala (MEYERS, 2009), visto que a escala multifractal surge em fenômenos tão diversos quanto a turbulência (MANDELROT, 1974;

HENTSCHEL; PROCACCIA, 1983), caracterizando a sua escala anômala totalmente desenvolvida e da estrutura dos atratores caóticos (BENZI; VULPIANI, 2022).

Sendo assim, como na definição fractal, o cerne da teoria K41 supõem a autossemelhança do campo de velocidade aleatório em escalas de alcance inercial (FRISCH, 1995). Como ilustração, na Figura 5 está amostrada uma série temporal turbulenta $v(t)$, onde é possível visualizar dentro da janela de ampliação, o aspecto geral do sinal. É dito que um sinal tem uma estrutura invariante de escala quando a estrutura se repete em subintervalos do sinal. O sinal turbulento (traço azul) foi convertido em passeio aleatório (traço vermelho) com uma semelhança de imagem em imagem. A série temporal multifractal tem períodos distintos com pequenas e grandes flutuações em contraste com séries temporais conhecidas como monofractal e ruído branco (IHLEN, 2012). Os traços vermelhos na Figura 3.1 mostram o destaque da série temporal do sinal turbulento, nela é possível observar a estrutura da invariância de escala.

Conforme ilustrado no painel superior da Figura 5, pequenas “colinas” e “vales” com estrutura semelhante aparecem quando você amplia as grandes “colinas” e “vales” do passeio aleatório.

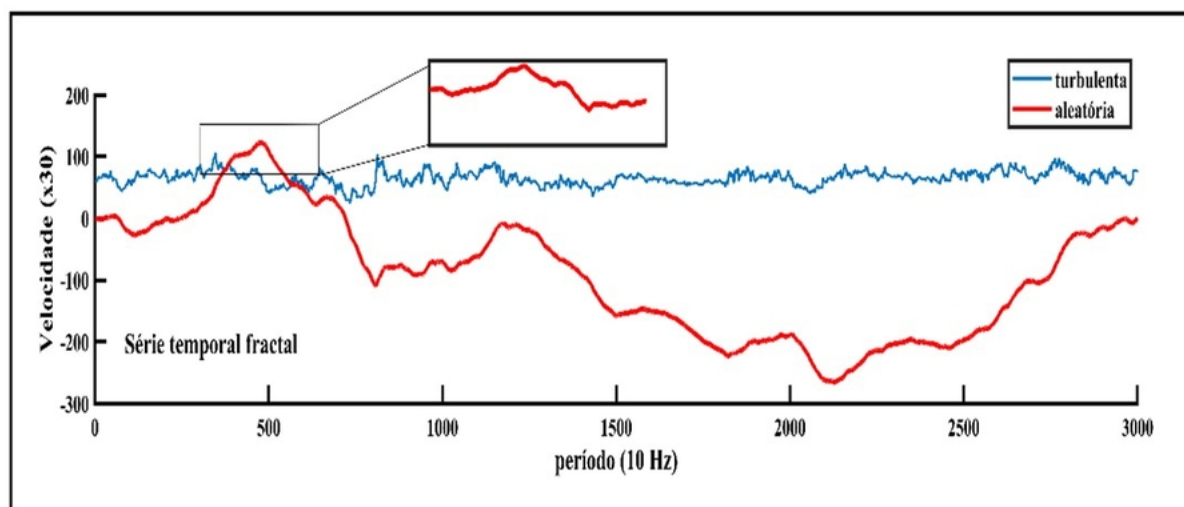


Figura 5 – Série temporal ilustrativa referente a classificação do regime 3 da Sun et al. (2012), elucidando a autossimilaridade de dados turbulentos oriundos da CLN do Projeto GoAmazon.

Elaborada pela autora.

Em contraste a fractalidade, existe a chamada 'escada do diabo' (devil's staircase) que não é autossimilar. Segundo FRISCH (1995), ao lidar com a escada do diabo, quanto menor a janela, mais cuidado deve-se ter, por se tratar de um sinal intermitente, que exibe atividade durante apenas uma fração do tempo, que diminui com a escala considerada. A noção de intermitência pode ser quantificada quando a função $v(t)$ é estacionária, sendo conveniente trabalhar com o filtro passa-alt.

A intermitência é um fenômeno observado no escoamento turbulento, onde o escoamento torna-se cada vez mais localizado no espaço e no tempo, levando ao aumento da variabilidade nas características do escoamento (FRIEDRICH; PEINKE; KAMPS, 2020). Isso pode ser observado como um desvio da previsão de Kolmogorov de um expoente de escala constante de $2/3$. A presença de intermitência é geralmente detectada examinando os expoentes de escala das funções de estrutura de ordem superior (FRISCH, 1995; BUDAEV *et al.*, 2008; FRIEDRICH; PEINKE; KAMPS, 2020; ANSELMET *et al.*, 1984). ANSELMET *et al.* (1984) e BUDAEV *et al.* (2008) mostraram que os expoentes de escala das funções estruturas de segunda ordem se desviam da previsão K41, sendo uma assinatura da presença de intermitência. As funções estruturas de ordens superiores mostram um expoente de escala crescente à medida que a ordem do momento aumenta. Esse fenômeno é conhecido como efeito de intermitência. Acredita-se que esse efeito decorra da presença de estruturas coerentes no escoamento, como vórtices ou frentes de choque, responsáveis pelo aumento da variabilidade.

2.6 Ferramentas para identificar caos numa série temporal

A Topologia possui um importante papel na investigação da natureza, visto que, estuda as propriedades das figuras imersas no espaço, e tais propriedades permanecem invariantes quando são submetidas a uma transformação topológica. A topologia é a matemática fundamental da forma, diferente da geometria que busca “medir” algo, na topologia o tamanho não tem importância (MORTENSON, 2007; ZHOU *et al.*, 2022). Como ilustração, foi utilizada uma caneca e uma rosquinha, ambas têm a mesma topologia, ou seja, possuem um buraco, no entanto, sua geometria é muito diferente (Figura 6). A forma matemática das transformações, como a deformação da massa de modo que não quebre ou faça pedaços, ou buracos, é chamada de difeomorfismo.

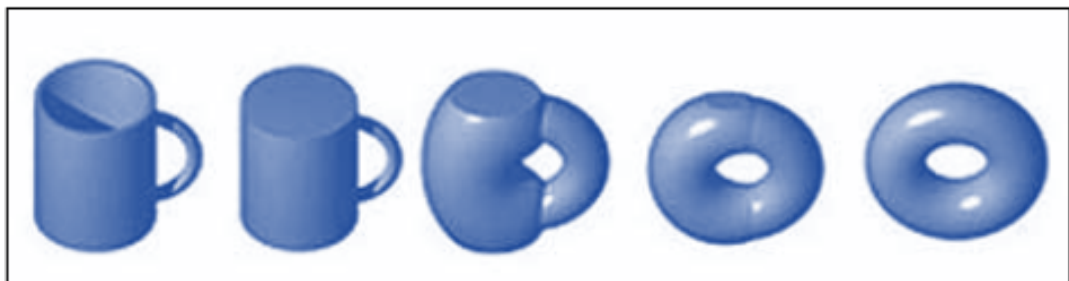


Figura 6 – Homeomorfismo entre uma caneca e uma rosquinha

Adaptado de ARAÚJO *et al.* 2015.

Segundo SMALE (1967), certas equações diferenciais têm seções transversais e, neste caso, o estudo qualitativo da equação diferencial se reduz ao estudo de um

difeomorfismo da seção transversal, razão pela qual POINCARÉ (1893) e BIRKHOFF (1917) estudaram difeomorfismos de superfícies. Smale postulava que os mesmos fenômenos e problemas da teoria qualitativa das equações diferenciais ordinárias estavam presentes em sua forma mais simples no problema do difeomorfismo.

O estudo da estrutura geométrica das órbitas de sistemas dinâmicos (equações diferenciais, fluxos, campos vetoriais ou difeomorfismos) definidos em uma variedade foi considerado em muitos trabalhos desde Poincaré a Liapunov (NEWHOUSE; PALIS; TAKENS, 1983). Para ilustrar matematicamente, os parágrafos a seguir foram baseados em MONTEIRO (2006).

Assumindo que a função $\vec{h}(\vec{x}) = \vec{y}$ estabeleça uma relação entre o conjunto $\vec{x}$ e o conjunto $\vec{y}$:

$$\vec{h}(\vec{x}) = \vec{y} = \begin{cases} h_1(x_1, x_2, \dots, x_n) = y_1 \\ h_2(x_1, x_2, \dots, x_n) = y_2 \\ \vdots \\ h_n(x_1, x_2, \dots, x_n) = y_n \end{cases} \quad (2.13)$$

Supondo ainda que a função seja injetora e sobrejetora, deste modo, invertível; isto é, existe a função inversa $\vec{h}^{-1}(\vec{y}) = \vec{x}$. Se $\vec{h}$ é contínua, invertível e sua inversa $\vec{h}^{-1}$ é contínua, então $\vec{h}$ é chamada de homeomorfismo (ou de isomorfismo topológico); e o domínio $\vec{x}$ e a imagem $\vec{y}$ são considerados homeomórficos (ou seja, possuem as mesmas propriedades topológicas). Um homeomorfismo é chamado difeomorfismo se $\vec{h}(\vec{x})$ e $\vec{h}^{-1}(\vec{y})$ são diferenciáveis em todos os pontos. Quanto aos retratos de fase dos sistemas dinâmicos, esses podem ser descritos pelas equações (2.14):

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \vec{f}(\vec{x}); \frac{d\vec{y}}{dt} = \vec{g}(\vec{y}) \quad (2.14)$$

Podem ser relacionados por um homeomorfismo $\vec{h}(\vec{x}) = \vec{y}$ que preserva o sentido do movimento (a orientação) no espaço de fases, então esses sistemas são topologica e orbitalmente equivalentes. Isso significa que as trajetórias de um sistema podem ser continuamente deformadas até se tornarem iguais às trajetórias do outro sistema. Deformações contínuas envolvem esticamentos e alongamentos, mas não cortes ou emendas. Dois retratos de fases que apresentam a mesma estrutura orbital são qualitativamente equivalentes. Consequentemente, eles representam comportamentos dinâmicos similares. Por exemplo, se $\vec{x}$ e $\vec{y}$ se relacionam pelo homeomorfismo $\vec{h}$ de modo que $\vec{y} = \vec{h}(\vec{x})$, então $\vec{g}(\vec{y}) = \vec{h}(\vec{f}(\vec{x}))$. Assim, obtém-se o mesmo retrato de fase calculando $\vec{y}$ a partir $\vec{y} = \vec{h}(\vec{x})$ e então determinando $\vec{g}(\vec{y})$ ou calculando $\vec{f}(\vec{x})$ a partir de $\vec{x}$ e depois $\vec{h}(\vec{f}(\vec{x})) = \vec{g}(\vec{y})$.

Ao utilizar o método dos atrasos temporais de TAKENS (1981), busca-se reconstruir a partir da série temporal, um atrator topologicamente igual ao real. Atualmente, os cientistas começaram a adaptar as ferramentas topológicas recém-desenvolvidas para a reconstrução do espaço de estados (PEREIRA; MELLO, 2015; MALETIĆ; ZHAO; RAJKOVIĆ, 2016). Essa linha de pesquisa se baseia em estudos que propõem a extração de números de Betti das séries temporais. Todos esses métodos contam com a construção de um complexo celular, conforme definido na topologia algébrica (MULDOON *et al.*, 2016). Na topologia do caos, o complexo celular deve ser construído a partir de uma nuvem de pontos que é obtido a partir de uma série temporal com técnicas de incorporação (GILMORE; LEFRANC, 2002; CHARÓ *et al.*, 2020). Uma incorporação correta está relacionada a verdadeira dinâmica se as condições do teorema são atendidas.

Os atratores reais e reconstruídos não são parecidos, porque nossos olhos respondem à geometria, não à topologia. Mas eles são idênticos em alguns aspectos formais e matemáticos. Tanto que, simplificada, bifurcação é uma “mudança topológica no atrator” (XUAN *et al.*, 2022), por exemplo. Muitas das propriedades importantes de sistemas dinâmicos, como o expoente de Lyapunov, são invariantes sob transformações. Os difeomorfismos preservam a topologia, ou seja, pode-se medir uma variável de um sistema muito complexo, fazer a incorporação, calcular o valor de um desses invariantes dinâmicos e afirmar que o resultado corresponde a verdadeira dinâmica.

2.7 Sistemas dinâmicos

Os sistemas dinâmicos fornecem uma estrutura matemática para descrever o mundo ao nosso redor, modelando as ricas interações entre quantidades que co-evoluem no tempo (BRUNTON; KUTZ, 2022), no que lhe concerne, fornece um conjunto de estados possíveis com uma regra de evolução determinística discreta (mapa) ou contínua (equação diferencial).

Quanto a notação matemática, os sistemas dinâmicos podem ser descritos pela equação (2.15):

$$\frac{d}{dt}x(t) = f(x(t)), t; \alpha \quad (2.15)$$

Que é uma equação diferencial ordinária não linear onde o vetor $x(t) \in \mathbb{R}^n$ é o estado do sistema evoluindo no tempo t , f é o campo vetorial dependente do estado x e α é um parâmetro a ser definido. Geralmente, f é uma função Lipschitz¹ contínua para

¹ Seja a função $f: X \rightarrow Y$, onde X e Y são espaços métricos, é chamada de função Lipschitz se existe uma constante positiva K tal que, para todos os pontos x e x em X , a seguinte desigualdade é satisfeita: $d(f(x), f(x)) \leq K * d(x, x)$, onde d representa a métrica (distância) nos espaços métricos X e Y .

garantir a existência e unicidade de soluções (BRUNTON; KUTZ, 2022).

2.7.1 Mapa não linear (sistema dinâmico em tempo discreto)

O mapa é um modelo matemático que descreve o comportamento de um sistema com intervalos de tempo discretos. Geralmente é usado para descrever a evolução de um sistema temporal, onde o estado do sistema na próxima etapa é determinado pelo estado atual e pela entrada. O tipo mais comum de mapa não linear é uma equação de diferenças escrita na forma:

$$x_{n+1} = F(x_n) \quad (2.16)$$

Onde o estado do sistema para a iteração é $x_n \in \mathbb{R}^n$ onde F é uma função não linear que toma o estado atual do sistema, x_n , como entrada e produz uma iteração para frente no tempo. Essa equação pode ser usada para determinar o comportamento de um sistema com diferentes condições iniciais ou para estudar o comportamento de longo prazo de um sistema ao longo do tempo.

Poincaré foi o primeiro a estabelecer a associação entre sistemas dinâmicos discretos e contínuos. Ele introduziu a teoria de mapas de Poincaré (HÉNON, 1982), que permite estudar a estabilidade de órbitas periódicas usando apenas a estabilidade de pontos fixos no mapa. Esta ferramenta tem sido amplamente utilizada para estudar sistemas dinâmicos complexos. Como ilustração, será utilizada a equação logística (2.17), uma versão não linear da equação (2.16), que permite uma faixa mais ampla de comportamentos dinâmicos, que cria um ciclo de feedback negativo (HUFFAKER; BITTELLI; ROSA, 2017). A equação (2.16) pode ser aplicada até mesmo a sistemas biológicos, explicando o impacto da aglomeração na desaceleração do crescimento populacional, por exemplo.

$$N_{t+1} = rN_t \left(1 - \frac{N_t}{k} \right) \quad (2.17)$$

O mapa logístico (2.17), popularizada por MAY (1976), é um análogo discreto da equação de Verhulst, que em 1845, foi utilizada para descrever o crescimento populacional em um ambiente limitado. Por exemplo, ao descrever o crescimento de uma população de plantas de raízes pilíferas, N_t , cujas gerações não se sobrepõem em um determinado ambiente para um tempo posterior $t + 1$. Na equação, r é a constante máxima da taxa de crescimento populacional em níveis limitados pelo ambiente quando $N_t \rightarrow 0$ (em outras palavras, r está associado às taxas de nascimento e óbito da população), e k é a constante de capacidade de suporte ambiental, ou seja, tamanho

máximo da população. Se a população exceder a capacidade de suporte, o crescimento proporcional torna-se negativo devido à falta de recursos vitais, como alimentos ou água. Manipulando a equação (2.17) ao substituir $x_n = \frac{N_t}{k}$, que passará a medir a população como uma fração da capacidade de carga, recebendo valores entre zero e um, $x_n \in [0, 1]$. Se não há população, $N_t = 0$, caso contrário, $N_t = k$, assim:

$$x_{n+1} = rx_n(1 - x_n) = f(x_n) \quad (2.18)$$

Matematicamente (2.18) é a equação do mapa logístico não linear, unimodal em $[0, 1]$, sendo uma função estritamente crescente antes do máximo e estritamente decrescente após o máximo (HUFFAKER; BITTELLI; ROSA, 2017). LI e YORKE (1975) utilizaram o termo 'caótico' ao estudarem este mapa logístico, no que lhe concerne, havia sido estudado por UTIDA (1957) para analisar uma população de insetos. Reescrevendo a equação (2.18) em função de x_n , o mapa tem pontos fixos x^* satisfeitos para:

$$x^* = 0; x^* = \frac{r-1}{r} \quad (2.19)$$

Quando $x^* = 0$, a população atingiu um estado de equilíbrio, não aumenta ou diminui, o que é impossível por estar em ambos os estados, assim, não há indivíduos na população. Logo, o estado de equilíbrio x^* não depende das condições iniciais, mas apenas do valor de r . Em geral, se houver mais de um ponto fixo (e eles não forem cíclicos), o sistema atingirá apenas um desses pontos fixos, dependendo das condições iniciais (HUFFAKER; BITTELLI; ROSA, 2017).

A partir das equações (2.18) e (2.19) foram plotadas as séries temporais e os mapas logísticos teias de aranha a partir de valores selecionados de r . Por exemplo, para $r = 2.8$, substituído em (2.19), teremos os pontos $x^* = 0$ (instável) e $x^* = 0.6429$ (estável), exibindo um gráfico de comportamento convergente, indicando tratar-se de atrator² ou sumidouro de período um. É possível observar na Figura 8 que a reta, $f(x_n)$, intercepta em 45° a linha de inflexão.

² O atrator é a representação topológica da dinâmica de um sistema no espaço de fase (RUELLE; TAKENS, 1971).

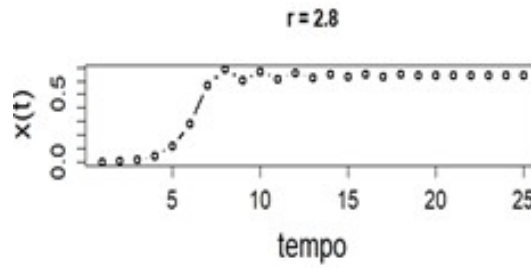


Figura 7 – Gráfico da série temporal do mapa logístico para $r = 2.8$

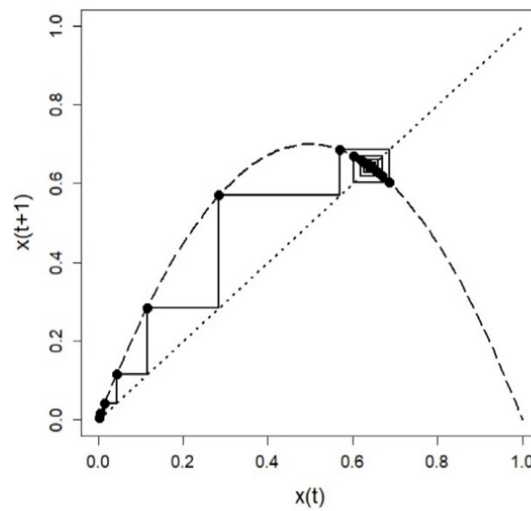


Figura 8 – Gráfico de teia de aranha do mapa logístico para $r = 2.8$.
Elaborado pela autora.

Quando $r = 3.2$ os pontos serão $x^* = 0$ e $x^* = 0.6875$ porém, o retrato de fase é um ciclo (Figura 9), logo, há múltiplos pontos fixos que podem ser obtidos por meio da derivada $m = \left. \frac{df(x_n)}{dx_n} \right|_{x_n=x^*} = f'(x^*)$, que resulta em $m = r(1 - 2x^*)$ substituindo (2.19) em m , encontramos $m = 2 - r$. Seja $m = r$ teremos $m = r = 3.2$ para $r = 3.2$, $m = -1.2$. Assim, é possível concluir para o mapa que valores $1 < r < 3$ (ponto fixo estável) desde que $|f'(x^*)| = |2 - r| < 1$ e $3 < r < 4$ (ponto fixo instável) desde que $|2 - r| > 1$.

Desta forma, $x^* = 0$ (é um ponto instável, pois $m = 3.2$) e $x^* = 0.6875$ (também ponto instável, pois $m = -1.2$), ou seja, estes pontos são denominados repulsores. Assim, consideramos a dinâmica do mapa logístico quando $r \neq 4$, para qualquer valor inicial x_0 com $0 < x_0 < 1$, o intervalo $]0, 1[$ define uma bacia de atração. Caso $r \neq 4$, porém $x_0 < 0$ ou $x_0 > 1$, $x_n \rightarrow -\infty$, logo, estes pontos são denominados repulsores.

No mapa logístico e no gráfico da série temporal das Figuras 9 e 10, para $r = 3.2$ e $x_0 = 0.02$, é possível observar que ele se converteu em dois ciclos (repete a cada

dois períodos). É necessário ressaltar que independentemente do valor de x_0 escolhido dentro do intervalo $]0, 1[$, a série temporal, depois de um transiente, convergirá para o mesmo resultado, ou seja, as trajetórias convergem quando fixo r e vario x_0 .

Outros mapas podem ser obtidos variando o valor de r e estudando os pontos estáveis e instáveis para a função. A principal conclusão deste estudo é a correspondência entre pontos fixos e ciclos: um ponto no período- n no ciclo do mapa $f(x)$ é um ponto fixo para a n -ésima iteração $f^{[n]}(x)$.

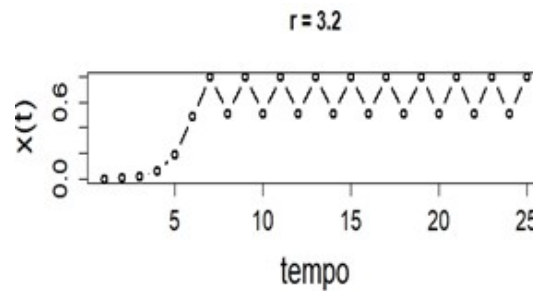


Figura 9 – Gráfico da série temporal do mapa logístico para $r = 3.2$.

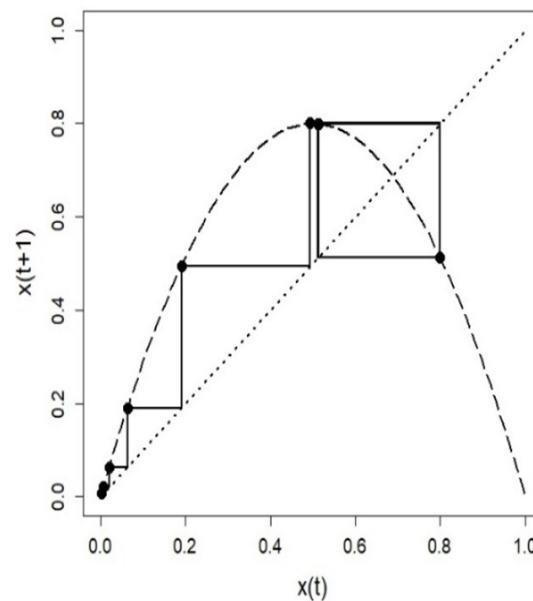


Figura 10 – Gráfico de teia de aranha do mapa logístico para $r = 3.2$.

Elaborado pela autora.

Porém, ao aumentar o valor de r , em determinado momento, uma pequena mudança no valor inicial x_0 , as órbitas do sistema deixam de convergir. Nos dois exemplos anteriores, para $r = 2.8$, tem-se uma órbita de período 1, tanto que na Figura 7 o gráfico converge para um único valor, enquanto para $r = 3.2$, uma órbita de período 2 é visualizada, uma vez que as trajetórias convergem para uma sequência de n pontos.

O que ocorreu entre esses dois valores de r foi uma mudança de estado devido ao dobramento de período, onde um ponto fixo estável torna-se instável e dois novos pontos fixos estáveis aparecem. Esta mudança de estado também é conhecida como bifurcação que é o ponto em que a estrutura qualitativa ou topológica de um sistema gera descontinuidade em um parâmetro, causando mudança no comportamento do sistema.

Valores para r e o número de períodos: $r_0 < 3.0$ (período 1), $r_1 = 3.0$ (período 2), $r_2 = 3.44949$ (período 4), $r_3 = 3.54409$ (período 8), $r_4 = 3.564407$ (período 16) e $r_\infty = 3.5699456$ (período ∞) (THOMPSON; STEWART; TURNER, 1990; HILBORN, 2000; STROGATZ, 2018; MONTEIRO, 2006; HUFFAKER; BITTELLI; ROSA, 2017).

Na Figura 11 está disposto o diagrama de bifurcação do mapa logístico com o valor inicial de $x_0 = 0.2$ com $2 \leq r \leq 4$. No diagrama é possível observar uma sequência de pontos fixos estáveis, que se tornam instáveis e, para em seguida, sucederem dois novos ‘braços estáveis’, ou seja, uma sequência de dobramento de período, também chamada de bifurcação flip. Na linha vertical vermelha, período 16, os atratores convergem cada vez mais rapidamente e com um período crescente tendendo ao infinito. Mas, por maiores que sejam os períodos dos atratores, suas configurações são determinadas apenas pelo valor de r , não pelo estado inicial. Quando r_∞ , no regime caótico, ocorre o inverso, devido à sensibilidade às condições iniciais, propriedade essencial dos sistemas caóticos. À medida que r aumenta, as bifurcações tornam-se mais frequentes e em menor escala, sendo essa uma propriedade da geometria fractal, chamada de autossimilaridade, portanto se trata de um fractal (HUFFAKER; BITTELLI; ROSA, 2017). Este diagrama de bifurcação também é chamado de cenário de Feigenbaum (FEIGENBAUM, 1979).

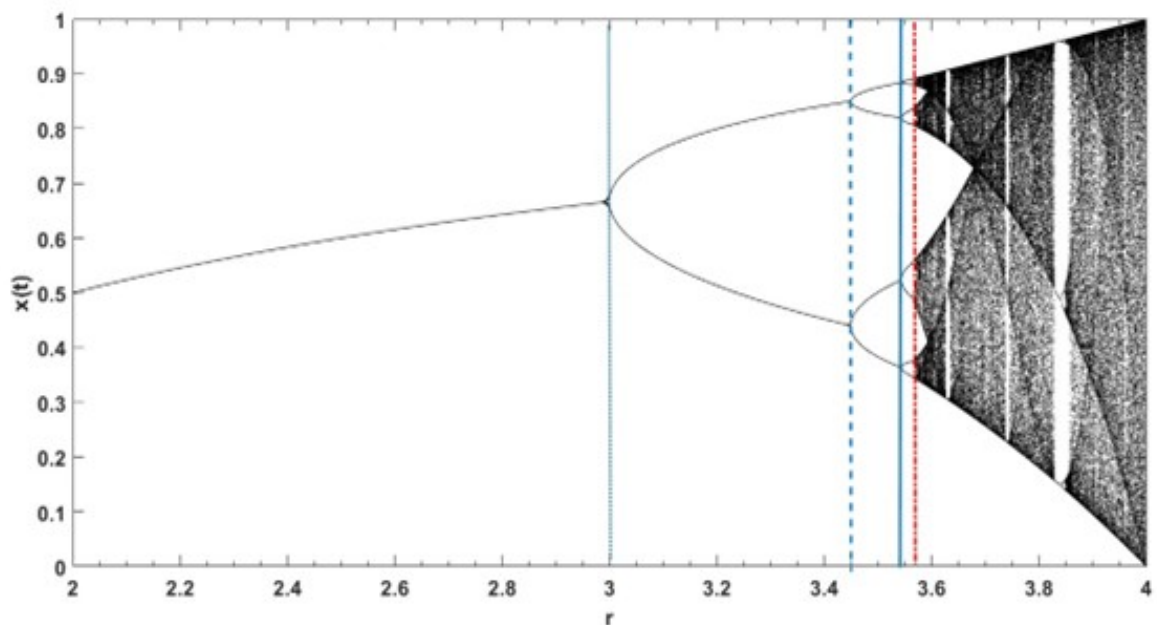


Figura 11 – Diagrama de bifurcação do mapa logístico. As linhas verticais estão evidenciando as bifurcações para os períodos: 2, 4, 8 e 16. A linha vertical em vermelho, em $r \approx 3.56994$, denota o início do regime caótico

Elaborado pela autora.

Mapas não lineares são úteis para estudar o comportamento de sistemas caóticos, já que podem produzir comportamentos altamente complexos a partir de equações simples. A teoria moderna do caos se consolidou a partir do final da década de 1950 com as descobertas realizadas por Smale, Ueda e Lorenz, popularizando-se no início dos anos 1970 (CRILLY, 2009).

2.7.2 Mapa não linear (sistema dinâmico em tempo contínuo)

A turbulência já era estudada numericamente desde a década de 1960 (WYNGAARD, 2010a). O feito de LORENZ (1963), segundo RUELLE (1991), deve-se a simplificação da evolução temporal da convecção atmosférica, pois Lorenz, ao invés de representar o estado do fluido (no caso o ar) por um ponto num espaço de dimensão infinita, limitou-se ao estudo de uma evolução temporal em três dimensões, mesmo não sendo uma descrição realista da convecção atmosférica, seu estudo forneceu um argumento fortíssimo a favor da imprevisibilidade dos seus movimentos.

De fato, LORENZ (1963) utilizou um sistema de equações diferenciais não lineares para a convecção atmosférica a partir do modelo convectivo de Rayleigh-Bernard:

$$\begin{cases} \dot{x} = \sigma(y - x) \\ \dot{y} = x(\rho - z) - y \\ \dot{z} = xy - \beta z \end{cases} \quad (2.20)$$

onde σ é o número de Prandtl, ρ o número de Rayleigh e β é um parâmetro determinado geometricamente. Esse sistema simplificado de equações tinha por objetivo descrever o fluxo bidimensional do fluido de profundidade uniforme sob gravidade, com diferenças de temperaturas, flutuabilidade, difusividade térmica e viscosidade cinemática (RAMÍREZ-ROJAS *et al.*, 2019). Lorenz resolveu as equações numericamente utilizando o método Runge-Kutta, encontrando particularidade quando os parâmetros têm valores específicos $\sigma = 10$, $\rho = 28$ e $\beta = 8/3$ para o espaço de fase (**Figura 3.6**).

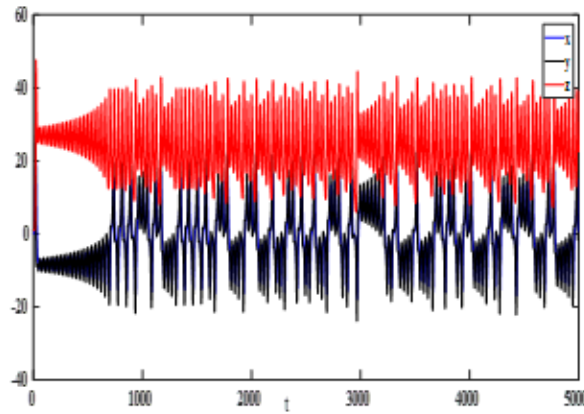


Figura 12 – Séries temporais obtida para x, y e z em função do tempo utilizando os parâmetros: $\sigma = 10$, $\rho = 28$ e $\beta = 8/3$.

Elaborado pela autora.

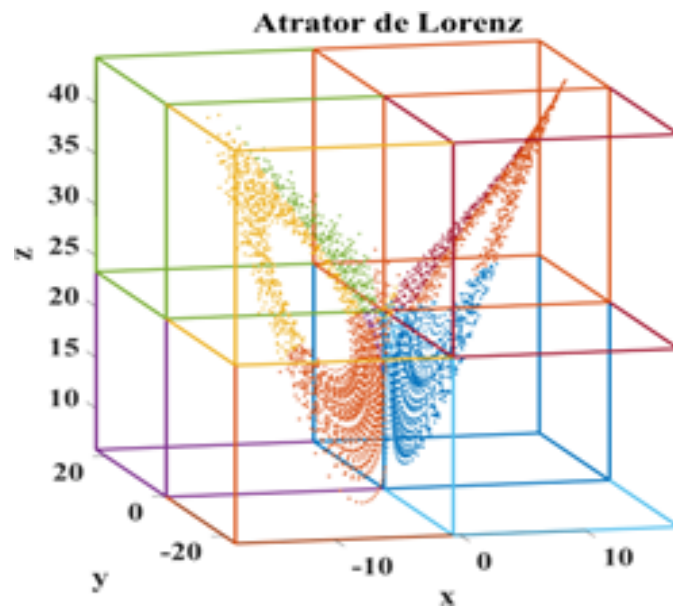


Figura 13 – Visualização do atrator de Lorenz em 3D. Elaborado a partir da Toolbox *Heterogeneous Recurrence Analysis* (YANG, 2023).

Elaborado pela autora.

Analisando os resultados matemáticos, sob essas condições, segundo (MONTEIRO, 2006) a partir de (LORENZ, 1963), ρ é proporcional a variação de temperatura ΔT e $x(t)$ é proporcional à intensidade da convecção, assim, quando $x = 0$, não há movimento convectivo, somente transporte de calor via condução. Caso $x > 0$, a circulação é horária, caso contrário, $x < 0$, a circulação é anti-horária. A variável y é proporcional à ΔT entre as correntes de fluido ascendente e descendente. A variável z é proporcional à distorção do perfil de temperatura vertical, desta feita, para $z = 0$, a temperatura decresce linearmente.

Quanto a geometria, Lorenz descobriu que as soluções de suas equações nunca chegavam ao equilíbrio ou a um estado periódico, em vez disso, elas continuavam a oscilar de maneira irregular e aperiódica (STROGATZ, 2018), originando os atratores estranhos, que não são curvas ou superfícies lisas, mas objetos de dimensão não inteira, os fractais (RUELLE; TAKENS, 1971; RUELLE, 1991; MANDELBROT, 1977; STROGATZ, 2018). Segundo TAKENS (1993), atrator é um conjunto sobre o qual se move o ponto P que representa o estado de um sistema dinâmico determinista quando aguardamos bastante tempo (o atrator descreve a situação de regime, depois do desaparecimento dos fenômenos transitórios).

Lorenz observou que mudanças muito pequenas nas condições iniciais do modelo, ocasionavam mudanças drásticas no comportamento do sistema dinâmico (WYNGAARD, 2010b; RAMÍREZ-ROJAS *et al.*, 2019). Essa sensível dependência as condições iniciais são reconhecidas como uma propriedade fundamental da turbulên-

cia. GLEICK (1987), descreveu as descobertas de Lorenz como o início dos sistemas caóticos, assim, corroborando na afirmação da imprevisibilidade da turbulência.

A implicação foi que o sistema era inerentemente imprevisível, pequenos erros na medição do estado atual da atmosfera (ou qualquer outro sistema caótico) seriam amplificados rapidamente, levando a imprevisões no sistema (RUELLE, 1991; STROGATZ, 2018). Porém, é necessário creditar a POINCARÉ (1907) que dizia “Uma causa muito pequena, que nos escapa, determina um efeito considerável que não podemos deixar de ver, e então dizemos que esse efeito se deve ao acaso”, que segundo (RUELLE, 1991) significa “mesmo na ausência de dependência hipersensível das condições iniciais, pequenas causas podem ter grandes efeitos. Para isso basta, como observou Poincaré, aguardar muito tempo”.

2.8 Reconstrução do atrator caótico

Conforme o teorema de TAKENS (1981), quando as equações que regem um sistema dinâmico são desconhecidas, a característica do seu atrator pode ser reconstruída, limitando o estudo a apenas uma série de valores, que corresponde à evolução temporal de uma única variável do sistema. Isso significa que, se os valores observáveis de uma variável são conhecidos, o estado de um sistema pode ser determinado a partir deles. Isso é possível, pois o atrator é topologicamente equivalente ao conjunto geométrico imergido no espaço de fase, que necessita apenas de uma amostra de dados da variável do sistema para ser reconstruído (KANTZ; SCHREIBER, 2004; BRADLEY; KANTZ, 2015; STROGATZ, 2018).

Com base no conceito de reconstrução do espaço de estados, este conjunto de métodos permite calcular quantidades características, como expoentes de Lyapunov e dimensões fractais, para prever o curso futuro de uma série temporal e, em alguns casos, até mesmo reconstruir as equações de movimento (BRADLEY; KANTZ, 2015).

2.8.1 Teorema da reconstrução de Takens

Por não se conhecer inicialmente as equações diferenciais que governam o sistema dinâmico, inicialmente, fazem-se uso de técnicas para a análise de séries temporais não lineares, pois não é possível caracterizar o atrator calculando diretamente as dimensões D_0 , D_1 , D_2 e os expoentes de Lyapunov. Então, por se tratar de um problema real e não se conhecer a forma das equações diferenciais e as variáveis de estado do sistema, as séries temporais dos dados experimentais permitirão determinar as características deste atrator.

Segundo BRADLEY e KANTZ (2015), a reconstrução do espaço de estados

foi proposto inicialmente por CRUTCHFIELD (1979), PACKARD *et al.* (1980) e posteriormente formalizado por TAKENS (1981), permitindo reconstruir a dinâmica completa de um sistema não linear complicado a partir de uma única série temporal.

A reconstrução não é idêntica à dinâmica interna, porém, essas reconstruções podem ser extremamente úteis, por serem topologicamente idênticas à dinâmica completa. E, muitas propriedades importantes de sistemas dinâmicos são invariantes sob difeomorfismo, isso significa que as conclusões tiradas sobre a dinâmica reconstruída também valem para a verdadeira dinâmica do sistema (BRADLEY; KANTZ, 2015).

Para a reconstrução dos atratores, é utilizado o método dos atrasos temporais de TAKENS (1981), que provou que no espaço de fases formado pelos *eixo* – $x(t_j)$, pelo *eixo* – $x(t_j + \tau)$, pelo *eixo* – $x(t_j + 2\tau)$... e pelo *eixo* – $x(t_j(m-1)\tau)$, o atrator reconstruído é topologicamente igual ao atrator “real”. A cada instante, assinala-se o ponto de coordenadas $x(t_j)$, $x(t_j + \tau)$, ... $x(t_j(m-1)\tau)$ no espaço de imersão, variando $j = 1 \dots N$ (N é o comprimento da série temporal) para obter a trajetória reconstruída, vale ressaltar que m é a dimensão de imersão “*embedding dimension*” e τ é o passo da reconstrução do atrator, e o mesmo é múltiplo do tempo de amostragem do sinal contínuo de $x(t_j)$. O espaço de fase reconstruído m – *dimensional*, um ponto no tempo t_j é dado por um vetor $\vec{\xi}_j$ com os seguintes componentes:

$$\begin{aligned}\vec{\xi}_1 &= (x(t_1)) \\ \vec{\xi}_2 &= (x(t_2), x(t_2 + \tau)) \\ \vec{\xi}_3 &= (x(t_3), x(t_3 + \tau), x(t_3 + 2\tau)) \\ &\vdots \quad \quad \quad \vdots \quad \quad \quad \vdots \\ \vec{\xi}_j &= (x(t_j), x(t_j + \tau), \dots, x(t_j + (m-1)\tau))\end{aligned}\tag{2.21}$$

Com $j = 1, \dots, M$. As constantes m , τ , N e M relacionam-se por $N = M + (m-1)\tau$.

Da equação 2.21, por exemplo, se $m = 2$, o espaço de fase será $\vec{\xi}_2 = (x(t_2), x(t_2 + \tau))$, para $m = 3$, $\vec{\xi}_3 = (x(t_3), x(t_3 + \tau), x(t_3 + 2\tau))$ e assim sucessivamente.

Sob certas circunstâncias e até certo ponto, o teorema de incorporação (TAKENS, 1981; MAÑÉ, 1981) garante que o objeto geométrico definido pelos vetores $\vec{\xi}_j$ é ‘equivalente’ à trajetória original definida pelas variáveis. Em outras palavras, certas propriedades do sistema original, as chamadas invariantes dinâmicas, são preservadas no espaço reconstruído: $x(t)$, $y(t)$, $z(t)$. A principal aplicação dos teoremas de incorporação é a recuperação de informação de sistemas dinâmicos, em que são observados apenas em pontos discretos de tempo. Com a incorporação, é possível estimar a dinâmica do sistema entre esses pontos e, assim, obter uma visão mais abrangente da dinâmica. Além disso, os teoremas de incorporação são importantes para a identificação

de invariantes dinâmicas, como limites de atratores, dinâmica de dimensão reduzida e assim por diante.

Ou seja, o atrator definido pelos vetores $\vec{\xi}_j$ é 'equivalente' ao atrator original vivendo em um espaço de fase desconhecido. 'Equivalente' aqui significa que a dinâmica é a mesma nos dois espaços: verdadeiro e reconstruído (HUFFAKER; BITTELLI; ROSA, 2017) .

Como exemplo, vamos utilizar novamente a equação 2.21 para ilustrar o processo. Utilizando as mesmas condições iniciais e valores dos parâmetros da equação, podemos obter a Figura 14, que já foi exemplificada no tópico 2.9.1. Na figura, são mostradas as séries temporais e o atrator estranho de Lorenz no espaço de fase, que descreve a evolução do processo convectivo. As duas porções das trajetórias no atrator representam os estados de convecção estacionária.

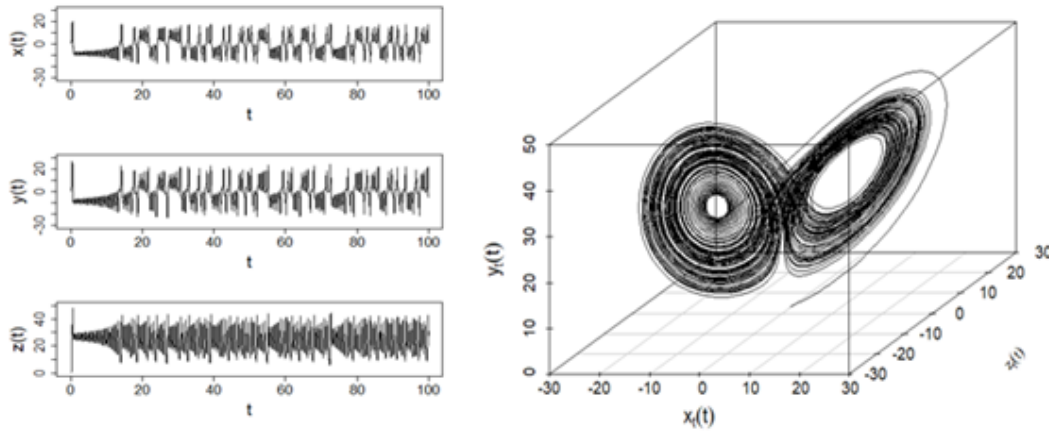


Figura 14 – Séries temporais e o atrator caótico para $x(t), y(t), z(t)$ utilizando os parâmetros: $\sigma = 10, \rho = 28$ e $\beta = 8/3$.

Elaborado pela autora.

A dimensão m do espaço de fases reconstruído não é necessariamente idêntica à dimensão d do espaço de fases real dos vetores $\vec{\xi}_j$, que representa a dinâmica do sistema físico. Em geral, é necessário reconstruir o atrator em espaços de fases com dimensão suficientemente elevada $m \geq 2D_0 + 1$, onde D_0 é a dimensão Hausdorff ou fractal do atrator (ECKMANN *et al.*, 1986; TAKENS, 1981), definido em 1958 por Kolmogorov, chamado de dimensão de contagem de caixa (“box-counting dimension”) dado por:

$$D_0 = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\log(N(\varepsilon))}{\log(1/\varepsilon)} \quad (2.22)$$

Na equação, $N(\varepsilon)$ é o número mínimo de hipercubos de lado ε , que varia segundo ε^{-D_0} para $\varepsilon \rightarrow 0$. Esta é uma evidente generalização das dimensões inteiras: um segmento de reta, por exemplo, produzirá $D_0 = 1$ enquanto um quadrado, $D_0 = 2$.

2.8.2 Teorema do Falso Vizinho

A condição para obter a dimensão do espaço de fases por $m \geq 2D_0 + 1$ é suficiente, mas não necessária, podendo m ser menor, por exemplo, $m \geq 2D_0$. Para isso, recomenda-se o uso do método que sugere a dimensão mínima de incorporação m , chamada de falsos vizinhos mais próximos (FNN do inglês: *false nearest neighbour(s)*). O conceito, FNN, foi introduzido por KENNEL, BROWN e ABARBANEL (1992) e conforme HEGGER e KANTZ (1999) e KANTZ e SCHREIBER (2004), a ideia básica é procurar pontos no conjunto de dados que sejam vizinhos no espaço de imersão, mas que não deveriam ser, pois sua evolução temporal futura é muito diferente.

Seja a série temporal $x(t)$, supondo que a dimensão de incorporação mínima seja m_0 e $\vec{x}_i$ um ponto na série temporal à procura do seu vizinho $\vec{x}_j$, em um espaço m -dimensional, a distância é calculada pela equação:

$$D_i = \frac{|x_{i+1} - x_{j+1}|}{\|\vec{x}_i - \vec{x}_j\|} \quad (2.23)$$

Se D_i exceder um determinado limiar heurístico D_t , este ponto é marcado como tendo um falso vizinho mais próximo (KENNEL; BROWN; ABARBANEL, 1992). Para utilizar o método FNN, começa-se com um m pequeno, por exemplo, $m = 1$, e conta-se o número de vizinhos de um ponto ao longo da série observada. Se a dimensão de incorporação m for aumentada de m para $m + 1$, muitos dos vizinhos anteriores não serão mais vizinhos; em vez disso, serão falsos vizinhos. Desta forma, encontra-se a dimensão de imersão mínima m quando (quase) todos os vizinhos são reais (KANTZ; SCHREIBER, 2004; HUFFAKER; BITTELLI; ROSA, 2017), determinando assim o número ótimo de dimensões para o conjunto de dados.

Para exemplificar, foi utilizada a série temporal $x(t)$ (Figura 14) para a reconstrução do atrator de Lorenz. Os cálculos serão realizados a partir dos códigos do projeto *Nonlinear Time Series Analysis - TISEAN* (HEGGER; KANTZ, 1999) e *tseriesChaos* (NARZO, 2019). A Figura 15 mostra que $m = 3$ é a primeira dimensão de incorporação que fornece uma pequena porcentagem de falsos vizinhos mais próximos.

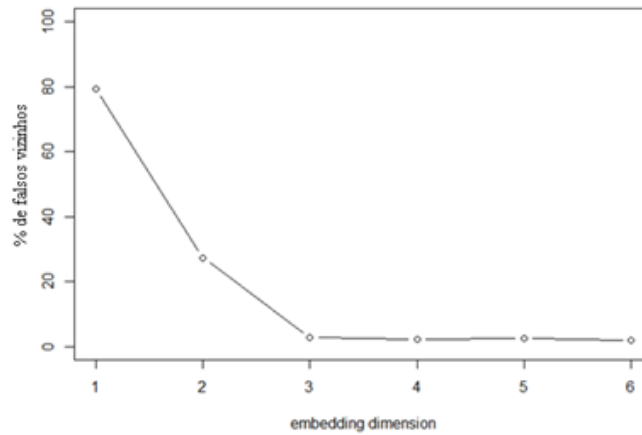


Figura 15 – Porcentagem de falsos vizinhos mais próximos em função da dimensão de imersão.
Elaborado pela autora.

2.9 Cálculo do tempo de atraso (time delay)

2.9.1 Função autocorrelação

Se o atraso temporal, representado por τ , for muito pequeno, as coordenadas m em cada um dos vetores estarão altamente correlacionadas, e, portanto, a dinâmica intrínseca ficará próxima da diagonal principal do espaço de reconstrução. À medida que o valor de τ é aumentado, a reconstrução se afasta desse subespaço, se desdobrando em direções adicionais e capturando melhor a complexidade da dinâmica subjacente.

Uma forma de determinar o valor de τ é por meio da função de autocorrelação (2.24) do sinal. De acordo com KANTZ e SCHREIBER (2004), essa é uma escolha ótima do ponto de vista prático, pois a função de autocorrelação permite obter informações sobre os dados, como a estacionariedade e as escalas típicas de tempo da série temporal. Além disso, ela possibilita uma estimativa inicial para o valor de τ a ser utilizado na reconstrução do espaço de fase.

$$A(\tau) = \frac{1}{N-\tau} \sum_{n=1}^{N-\tau} \frac{(x_n - \bar{x})(x_{n+\tau} - \bar{x})}{\sigma^2} \quad (2.24)$$

Ao utilizar esta função para calcular o atraso temporal, GALLEGO, GARCÍA e CANCELLO (2001) sugerem que o atraso corresponda a 1/20 do primeiro zero do valor da função.

2.9.2 Média da Informação Mútua (AMI - Average Mutual Information)

ABARBANEL (1996), afirma que a escolha do primeiro zero da função de autocorrelação para calcular o valor de τ pode levar a resultados enganosos, uma vez

que, com séries não lineares, a função de autocorrelação pode não encontrar nenhuma correlação.

A Informação Mútua é uma técnica não-linear. Segundo FRASER e SWINNEY (1986) e THOMAS *et al.* (2014), ela quantifica a dependência entre duas variáveis aleatórias distintas (X, Y) , como informações sobre o valor de uma variável conforme o conhecimento da outra. Já a Média da Informação Mútua (AMI), utiliza duas variáveis do mesmo processo estocástico X , defasada em relação a outra, em função da distribuição de probabilidade, $P(X(t), X(t + \tau))$. A equação da AMI para a reconstrução do atrator com coordenadas (2.21) é dada por $I_X(\tau) = I(X(t), X(t + \tau))$, resultando em:

$$I_X(\tau) = \sum_{n=1}^N P(X(t), X(t + \tau)) \ln \left\{ \frac{P(X(t), X(t + \tau))}{P(X(t))P(X(t + \tau))} \right\} \quad (2.25)$$

A equação da AMI é definida como a entropia da função de densidade conjunta, $P(X(t), X(t + \tau))$, relativo ao produto de suas marginais, $P(X(t))$ e $P(X(t + \tau))$. Onde a base do logaritmo determina a unidade de informação que se pode conhecer de $P(X(t))$ quando se conhece $P(X(t + \tau))$. A informação mútua $I(\tau) \in [0, \infty]$, caso $P(X(t)) \perp P(X(t + \tau))$, então $I(\tau) = 0$, ou seja, as variáveis são independentes.

Para a escolha do atraso τ , opta-se pelo primeiro mínimo, visto que, a informação mútua busca quantificar o quanto de informação é possível deduzir de $X(t + \tau)$ uma vez que se conheça $X(t)$, incorre que, as séries temporais, neste caso, compartilham o mínimo de informação.

Como exemplo, utilizando novamente a série temporal $x(t)$ para o atrator de Lorenz, foi obtido o gráfico posto na Figura 16, nela é possível notar visualmente que a partir do lag 18, há uma certa estabilidade para o primeiro mínimo, ou seja, o valor do atraso temporal a ser utilizado será $\tau = 18$.

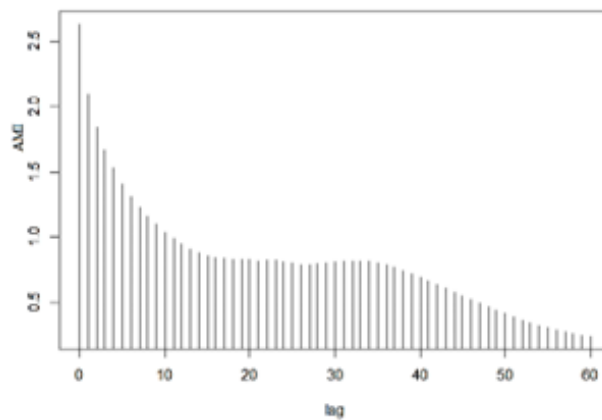


Figura 16 – A média da informação mútua (AMI) em função do lag para $x(t)$.

Elaborado pela autora.

A partir destes resultados, utilizando $m = 3$ e $\tau = 18$, foi obtido o atrator reconstruído para a série temporal $x(t)$ mostrado na Figura 17c. É fácil observar que o atrator plotado na Figura 17c aparentemente possui “suas pontas dobradas” quando comparado com atrator plotado na Figura 14, assim, variando o valor do atraso temporal para $\tau = 2$ (Figura 17a) $\tau = 10$ (Figura 17 b) e $\tau = 50$ (Figura 17 d), é possível concluir que para os quatro valores de τ utilizados, $\tau = 10$ foi o que melhor se aproximou da Figura 14.

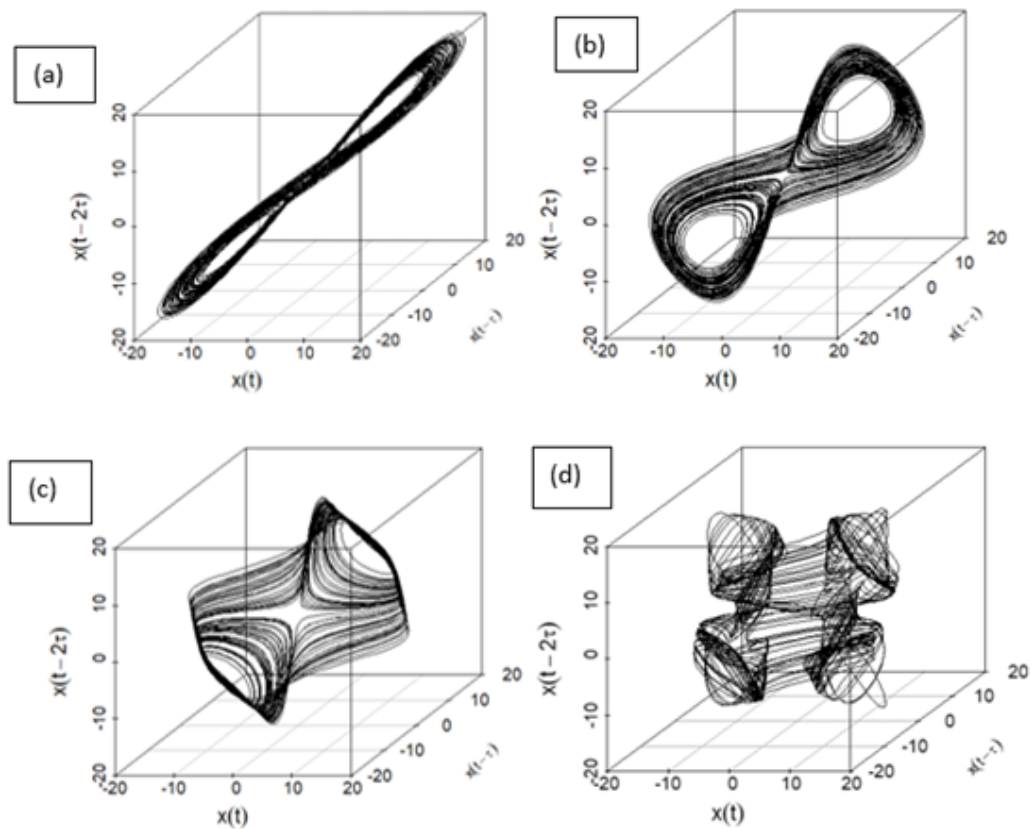


Figura 17 – Gráfico no espaço de fase reconstruído para o atrator estranho de Lorenz para a dimensão de incorporação $m = 3$ e $\tau = 2$ (a), $\tau = 10$ (b), $\tau = 18$ (c) e $\tau = 50$ (d).

Elaborado pela autora.

Segundo HUFFAKER, BITTELLI e ROSA (2017), o fato do primeiro mínimo real do AMI tenha se dado no lag 18 ou seja, $\tau = 18$, e o atrator reconstruído parecer ‘esteticamente’ mais satisfatório quando $\tau = 10$, demonstra que, os valores obtidos para m e τ ao utilizar esta metodologia, são prescrições e um olhar sobre as reconstruções com vários valores para m e τ podem fornecer informações importantes que permitem uma escolha criteriosa dos parâmetros de incorporação.

2.10 Dimensão de Correlação Integral

A dimensão de correlação, introduzida no tópico 2.10.1, é uma medida da estrutura de um atrator no espaço de fase. Em certo sentido, é uma medida da 'complexidade' de um atrator e baseia-se na ideia de observar o grau de correlação entre pares de pontos em um atrator. Quanto maior a correlação, maior a dimensão da correlação.

Conforme HEGGER e KANTZ (1999), soluções para os sistemas dinâmicos dissipativos podem não ocupar um volume no espaço de fase, visto que a dissipação implica em uma redução dos elementos de volume. Nesse caso, as trajetórias estão limitadas a subconjuntos de dimensões menores que não possuem medida no espaço de fase. Estes subconjuntos são complexos e muitas vezes têm uma estrutura fractal. Para quantificar essa fractalidade, as dimensões generalizadas são uma classe de medidas adequada.

A dimensão de correlação mede a dimensão geométrica do atrator e fornece o número mínimo de variáveis necessárias para construir o espaço de fase, que é o inteiro mais próximo acima da dimensão de correlação. A dimensão pode ser inteira ou fractal. Seja A um conjunto coberto por hipercubos idênticos de lado ε num espaço de fase de dimensão n (MONTEIRO, 2006). Na equação 2.22, $N(\varepsilon)$ é o número mínimo de hipercubos idênticos de lado ε necessário para cobrir todo o conjunto A (MONTEIRO, 2006). Basicamente, é possível caracterizar fractais em dois grupos distintos: objetos sólidos e atratores estranhos. O primeiro tipo, corresponde aos objetos físicos que existem no espaço ordinário, exemplo é a já citada dimensão Hausdorff, D_0 .

Por outro lado, o segundo tipo considera objetos conceituais que existem no espaço de estado de sistemas dinâmicos caóticos (THEILER, 1990). O conjunto de Cantor, por exemplo, possui dimensão $D_0 \cong 0.63$, e o triângulo de Sierpinski, $D_0 \cong 1,58$, ou seja, ambos possuem dimensão fracionária, mostrando que estes conjuntos são fractais. Estes e outros exemplos podem ser verificados em MANDELBROT (1977), BUNDE e HAVLIN (1994), ALLIGOOD, SAUER e YORKE (1996), ADDISON (1997) e MONTEIRO (2006).

A dimensão de correlação integral, é uma entre as várias medidas de dimensão do atrator de um sistema dinâmico e está relacionada com a quantidade de equações diferenciais necessárias para caracterizar a sua dinâmica. Se a dimensão de correlação de um atrator é $D_C = d + \delta$, onde d é inteiro e $0 \leq \delta \leq 1$, então, o menor número de equações diferenciais necessárias para descrever a dinâmica do sistema original é $d + 1$. A equação geral para calcular a dimensão fractal é dada por:

$$D_C = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\log C(\varepsilon)}{\log \varepsilon} \quad (2.26)$$

Para que se tenha um atrator caótico, D_C deve ser um número não inteiro. Esse conceito é resultante da geometria fractal estabelecida por MANDELBROT (1982) e que tem comprovada a sua validade para a turbulência devido aos estudos relacionados, por exemplo, a intermitência na CLA que possui um caráter fractal (SHR; JACKSON; ORSZAG, 1990; FRISCH, 1995), assim como nos estudos de MENEVEAU e SREENIVASAN (1987), MENEVEAU e SREENIVASAN (1991) de que a dissipação da turbulência totalmente desenvolvida é multifractal.

Muitos atratores estranhos não são homogêneos, de maneira que algumas de suas regiões são mais visitadas de que outras. Essas dimensões foram propostas por RÉNYI e BALATONI (1957). Tais dimensões baseiam-se na frequência relativa f_j com que cada caixa j é visitada. Além de D_0 , tem-se D_1 , conhecida como dimensão de informação, cujo denominador é a entropia de Shannon:

$$D_1 = - \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \sum_{j=1}^{N(\varepsilon)} \frac{f_j \log f_j}{\log(\frac{1}{\varepsilon})} \quad (2.27)$$

E a dimensão de correlação D_2 :

$$D_2 = - \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \sum_{j=1}^{N(\varepsilon)} \frac{(f_j)^2}{\log(\varepsilon)} \quad (2.28)$$

O termo $(f_j)^2$ representa a frequência relativa com que dois pontos estão separados por uma distância menor ou igual a ε em um atrator (GRASSBERGER; PROCACCIA, 1983 (b); GRASSBERGER; PROCACCIA, 1983 (a)). Outra forma de definir a dimensão de correlação D_2 para uma série temporal formada por n vetores, $\vec{x}_1, \vec{x}_2, \dots, \vec{x}_n$, é:

$$D_2 = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\log C(\varepsilon)}{\log \varepsilon} \quad (2.29)$$

Onde $C(\varepsilon)$ é a correlação integral definida como a proporção de todos os pares dos vetores de reconstrução mais próximos do que uma distância ε (HUFFAKER; BITTELLI; ROSA, 2017). Seguindo o exemplo de ADDISON (1997), KANTZ e SCHREIBER (2004) e BRADLEY e KANTZ (2015), $C(\varepsilon)$ conta todos os pares de estados $\vec{\xi}_j$ e $\vec{\xi}_k$ no atrator que estão mais próximos que uma distância ε :

$$C(m, \varepsilon) = \frac{1}{M^2} \sum_{j=1}^M \sum_{k(k \neq j)}^M \theta(\varepsilon - |\xi_j - \xi_k|) \quad (2.30)$$

Onde M é o número de pontos analisados no atrator e se relaciona como na equação 2.21 e $\theta(x)$ é a função degrau de Heaviside:

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

Em escalas de comprimento suficientemente pequenas e quando a dimensão de imersão m excede a dimensão da caixa do atrator (SAUER; YORKE, 1993) :

$$C(m, \varepsilon) \sim \varepsilon^{D_2} \quad (2.32)$$

Como não se conhece inicialmente a dimensão da caixa, pode-se verificar a convergência dos valores estimados de D_2 em m (HEGGER; KANTZ, 1999). Em geral, por não se saber previamente a dimensão de imersão m conveniente para a reconstrução do atrator, será necessário calcular o valor de $C(m, \varepsilon)$ para vários valores de ε . Vale ressaltar que este trabalho usará séries finitas e ruidosas, logo a escolha de τ é de suma importância (MONTEIRO, 2006) .

Para exemplificar, foram calculadas a correlação integral, Figura 18(a), e a dimensão de correlação, Figura 18(b), para os 5000 primeiros pontos da série temporal $x(t)$ do atrator de Lorenz, com as condições iniciais: $\sigma = 10$, $\rho = 28$ e $\beta = 8/3$ e atraso temporal $\tau = 10$. De posse do valor do atraso temporal, o próximo procedimento foi, a partir da correlação integral, obter a dimensão do atrator. Para isso, aplicou-se o algoritmo de tal forma que a dimensão de imersão para as pseudo-fases variassem de 1 a 10. Ressalte-se que a dimensão do atrator é obtida por meio do método dos mínimos quadrados que forneceu o valor de aproximadamente $D_2 = 2.05358$ e $m = 3$, correspondendo à saturação iterativa. Isso significa dizer que para se representar o atrator, seriam necessárias 3 dimensões.

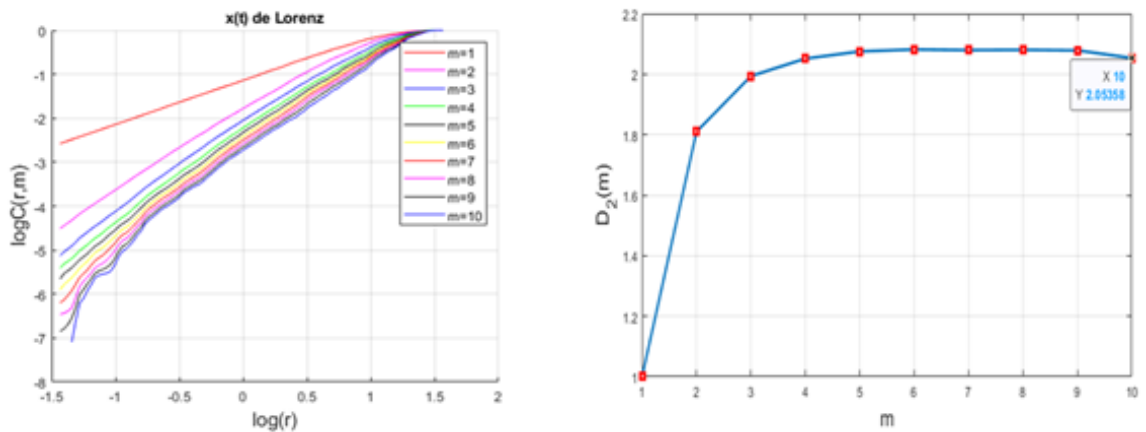


Figura 18 – (a) Gráfico da função de correlação integral da série total, (b) Gráfico da dimensão de correlação da série total.

Elaborado pela autora.

2.10.1 Teste de dados substitutos

A técnica de dados substitutos (do inglês, *surrogate data*) ou ainda, séries subrogadas, é uma metodologia aplicada às séries temporais com a finalidade de justificar se é correto aplicar técnicas não lineares, por exemplo, “aquelas inspiradas na teoria do caos” (SCHREIBER; SCHMITZ, 2000) aos dados em análise.

A partir das séries originais, são geradas as novas séries com dados substitutos por meio de métodos estatísticos, onde são fixados um ou mais parâmetros da série original, preservando, por exemplo, médias com os mesmos valores da série original, mas com as correlações seriais diferentes dos dados originais (HUFFAKER; BITTELLI; ROSA, 2017) entre outros tratamentos a depender da técnica utilizada.

Existem diversas técnicas de geração de dados substitutos que possuem diferentes objetivos. Por exemplo, ao utilizar a técnica de “*shuffle surrogates*”, o objetivo é preservar algumas propriedades estatísticas dos dados originais em detrimento de outras. Nesse caso, a distribuição dos dados é mantida na nova série temporal, mas as correlações entre eles são perdidas. Por outro lado, ao utilizar o método de *phase randomization surrogates*, as correlações entre os dados são preservadas em detrimento da distribuição dos dados.

Portanto, é importante escolher a técnica de geração de dados substitutos que melhor se adapta às necessidades específicas de cada análise. É necessário avaliar cuidadosamente as propriedades dos dados originais que se deseja preservar e as que podem ser sacrificadas em troca da obtenção de dados substitutos que permitam a realização de análises mais robustas e precisas.

Outra ferramenta é o método é a Transformada de Fourier com ajuste de amplitude - AAFT (do inglês, Amplitude Adjusted Fourier Transform) aleatório, que gera séries substitutas aleatórias com a mesma densidade espectral da série original, preservando as correlações lineares entre as variáveis da série, mas não preservam outras características importantes, como a não-linearidade e a dependência de longo alcance (THEILER *et al.*, 1992; SCHREIBER; SCHMITZ, 2000; KANTZ; SCHREIBER, 2004).

Porém, estes são três entre vários métodos para dados substitutos, alguns de tantos métodos para esta finalidade estão esquematizados na Figura 19, e detalhes quanto ao seu histórico, arcabouço matemático e parâmetros poderá ser consultado em trabalhos como: KUGIUMTZIS (1999), KUGIUMTZIS (2002), SCHREIBER e SCHMITZ (1996), SCHREIBER e SCHMITZ (2000), THEILER *et al.* (1992), THEILER e PRICHARD (1994), SMALL, YU e HARRISON (2001), SMALL, LUO e NAKAMURA (2006), entre outros.

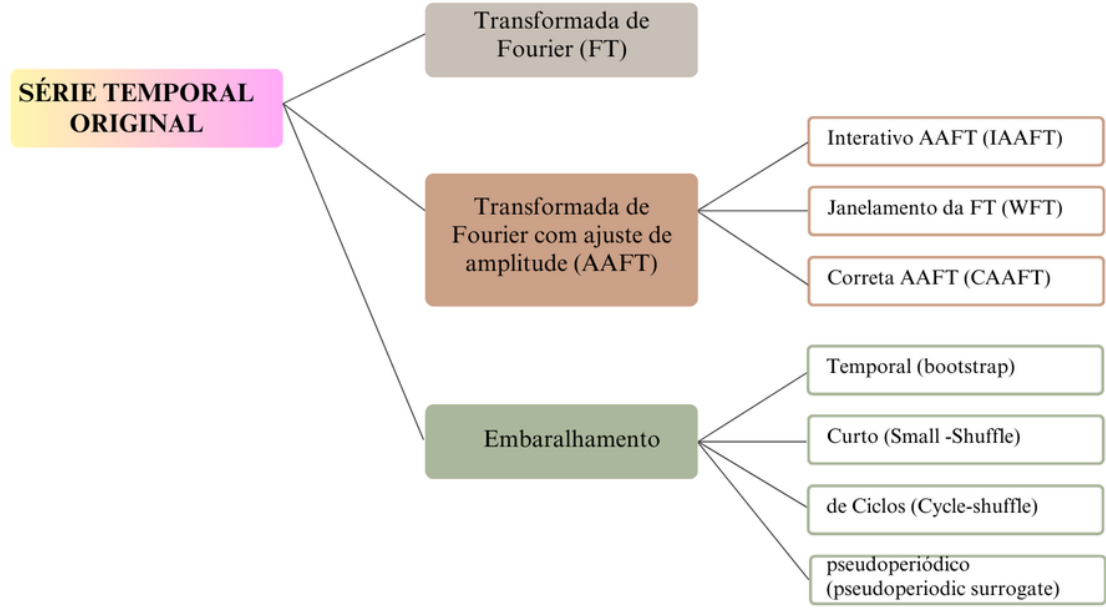


Figura 19 – Algumas ferramentas metodológicas para obter séries temporais surrogate.

Elaborado pela autora.

Para esta pesquisa, foi utilizada a metodologia proposta em THEILER e PRICHARD (1994), que consiste em gerar dados substitutos randomizados de fase univariada, utilizando a FT. Para isso, na série temporal $x(t)$ de N valores, tomados em intervalos regulares de tempo, $t = t_0, t_1, \dots, t_{N-1} = 0 \text{ e } \Delta t, \dots, (N-1)\Delta t$, é aplicada a transformada discreta de Fourier (AAFT), operador $\mathcal{F}$, obtendo:

$$X(f) = \mathcal{F}\{x(t)\} = \sum_{n=0}^{N-1} x(t_n) e^{2\pi i f n \Delta t} \quad (2.33)$$

Outra forma de escrever a FT é na forma complexa, $X(f) = A(f)e^{i\phi(f)}$, onde $A(f)$ é a amplitude e $\phi(f)$ é a fase. $X(f)$ é avaliada em frequências discretas, $f = -N\Delta f/2, \dots, -\Delta f, 0, \Delta f, \dots, N\Delta f/2$ onde $\Delta f = 1/(N\Delta t)$. Posteriormente, a 'fase-randomizada' da FT, $\tilde{X}(f)$, é feita girando a fase ϕ a cada frequência f , por uma variável aleatória independente φ , escolhida uniformemente no intervalo $[0, 2\pi]$, tornando-se $\tilde{X}(f) = A(f)e^{i[\phi(f)+\varphi(f)]}$. Em seguida, aplica-se a série temporal resultante, a transformada inversa de Fourier, do inglês *Iterated Amplitude Adjusted Fourier Transform* (IAAFT):

$$\tilde{x}(t) = \mathcal{F}^{-1}\tilde{X}(f) = \mathcal{F}^{-1}X(f)e^{i\varphi(f)} \quad (2.34)$$

Pela construção $\tilde{x}(t)$ terá o mesmo espectro de potência que o conjunto de dados original $x(t)$, e pelo teorema de Wiener-Khintchine³, a mesma função de autocorre-

³ Seja $x(t)$ um sinal estacionário no tempo com função de autocorrelação $R_x(\tau)$. Então, sua densidade

lação. Para melhor entendimento, a Figura 20, mostra o esquema dos procedimentos aplicados a série temporal $x(t)$ da equação de Lorenz. Para isso, foi utilizada a caixa de ferramentas, Chaotic Systems, do programa Matlab.

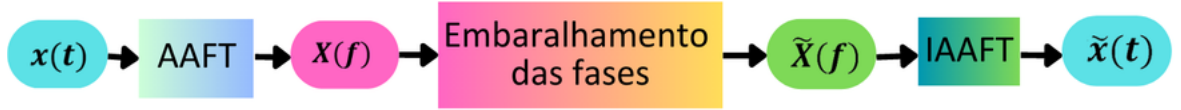


Figura 20 – Esquema metodológico adotado para gerar as séries temporais surrogadas.

Elaborado pela autora.

As condições iniciais para a equação de Lorenz permaneceram os mesmos já utilizados, $\sigma = 10$, $\rho = 28$ e $\beta = 8/3$, porém, foram calculados 10000 pontos. Para ilustrar o comportamento de uma série temporal estocástica, foi gerado um ruído branco, a fim de testar a afirmação de OSBORNE e PROVENZALE (1989), de que a inclinação da correlação integral em função do raio do atrator, $C(r) \propto r$, tende a aumentar, assim como a dimensão de correlação em função da dimensão de imersão, $D_2 \propto m$.

THEILER (1994), calculou $C(r) \propto r$ para testar a existência ou não de um atrator de baixa dimensão para uma série temporal oriunda de um eletroencefalograma, para isso, ele colocou no mesmo gráfico, as integrais de correlação e inclinações estimadas para cinco conjuntos de dados originais e cinco conjuntos de dados substitutos, observando que as inclinações não convergem com o aumento da dimensão de imersão tão perfeitamente, detectando visualmente diferenças entre as curvas para os dados substitutos e os dados reais, porém, ao continuar as análises, verificou-se que a estimativa para a dimensão de correlação e do expoente de Lyapunov foi essencialmente o mesmo para os dados originais e os substitutos. Não havendo diferença qualitativa na escala (r) ou saturação (m) dessas estatísticas, sugerindo que os dados não eram oriundos de uma dinâmica de baixa dimensão, ou seja, não indicou caos.

A partir da teoria de THEILER (1994) e considerando o conhecimento prévio de que a série $x(t)$ resultante da equação de Lorenz exibe comportamento caótico, apresentaremos a seguir os resultados obtidos. Foram selecionados 10.000 pontos para cada série temporal: $x(t)$ (a série original), $\tilde{x}(t)$ (a série surrogate ou substituta) e ruído branco. Destes, 5.000 pontos foram utilizados para cada série, como ilustrado na Figura 21, com seus respectivos atratores.

espectral de potência $S_x(f)$ é dada por:

$S_x(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_x(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau$ onde j é a unidade imaginária e f representa a frequência. Essa relação é conhecida como a transformada de Fourier da autocorrelação do sinal, e é chamada de teorema de Wiener-Khintchine.

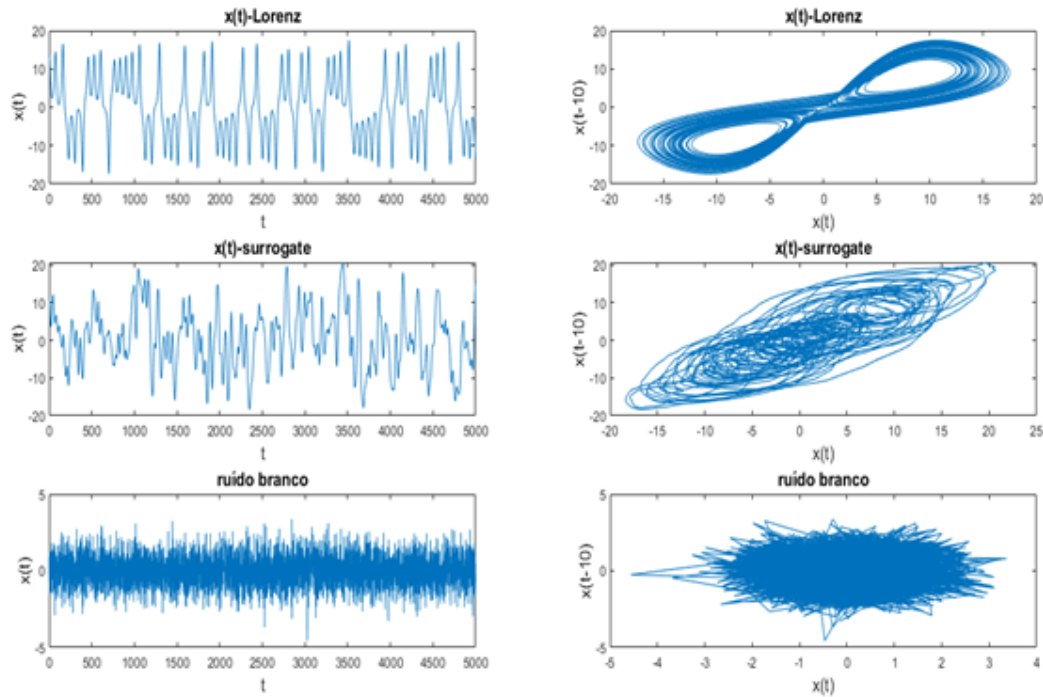


Figura 21 – Séries temporais e seus respectivos atratores.

Elaborado pela autora.

A série ruído branco, afiança o teste, por se tratar de uma série temporal randômica, é esperado que o gráfico não sature ao calcular a dimensão do atrator. Para o atrator de $\tilde{x}(t)$, diferente do “atrator” para o ruído branco, é possível visualizar uma certa ‘coerência topológica’ entre ela e $x(t)$, porém, é perceptível sua diferença geométrica, o que deverá ser comprovado nos cálculos a seguir, mas, caso os valores para a dimensão de correlação sejam próximos, ou os mesmos, a suposição de que a série $x(t)$ é caótica, poderá ser descartada segundo THEILER (1994).

Para calcular os valores para $C(r)$ X r e D_2 X r , foi utilizada a caixa de ferramentas do programa Tisean 3.0.1⁴ com imersão de incorporação m e atraso temporal τ iguais a 10. A Figura 22, mostram os gráficos para às três séries temporais analisadas, é visível observar às diferenças entre elas tanto para a correlação integral quanto para a dimensão de correlação, a separação entre a 1.º e a 10.º incorporação é menor para a série original, $x(t)$, do que para a série surrogate, $\tilde{x}(t)$, tanto que é possível visualizar um platô a partir da incorporação $m = 5$ (b), não ocorrendo o mesmo para a série original (a) ou mesmo para a série ruído branco (c), conferindo diferenças entre elas.

A série ruído branco possui uma característica distinta quanto as outras duas, o que se reflete no valor obtido para a dimensão de correlação, não sendo possível calcular o valor de D_2 para a série ruído branco, por não saturar (HUFFAKER; BITTELLI;

⁴ https://www.pks.mpg.de/tisean/Tisean_3.0.1/

ROSA, 2017). Para a série original e surrogate, os valores encontrados foram respectivamente $D_2 = 2.05$ para $m = 3$ e $D_2 = 2.72$ para $m = 4$, confirmando a baixa dimensão para a série temporal $x(t)$ da equação de Lorenz, uma vez que os resultados são distintos entre si. É importante ressaltar a sensibilidade inerente ao processo metodológico, uma vez que a escolha da posição da reta utilizada para realizar a regressão linear através da técnica dos mínimos quadrados é subjetiva e depende exclusivamente da interpretação do analista. Sendo assim, é necessário realizar diversas tentativas até que se encontre a curva que melhor se ajuste aos dados analisados.

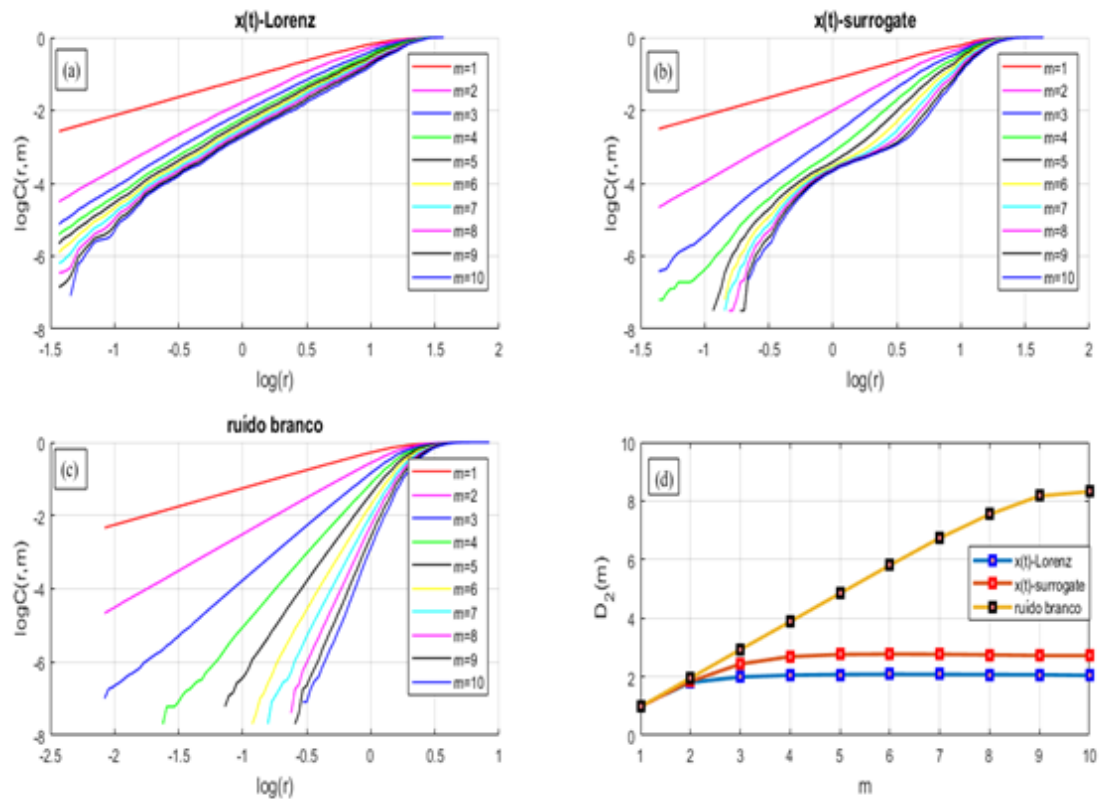


Figura 22 – Gráficos da função de correlação integral das séries: $x(t)$ (a), $\tilde{x}(t)$ (b) e ruído branco (c). (d) Gráfico da dimensão de correlação para as séries temporais.

Elaborado pela autora.

2.11 Janela de Theiler

Para os quatro atratores plotados na Figura 17, foi utilizado a janela de Theiler (tw - do inglês *Theiler window*) o valor de $tw = 100$ (relacionado ao número de pontos). A precaução mais importante da tw é excluir pontos temporalmente correlacionados da contagem de pares (THEILER, 1990) dentro das séries temporais, relevante também para estimar o atraso temporal razoável.

O somatório de correlação é uma estimativa para a correlação integral e ela será enviesada se a série temporal apresentar correlações entre os pontos no espaço de fase m -dimensional, podendo até mesmo invalidar os cálculos obtidos para a dimensão fractal (HEGGER; KANTZ, 1999; HUFFAKER; BITTELLI; ROSA, 2017). É possível que ocorra a proximidade de pontos no espaço de fase devido à proximidade temporal, e não necessariamente por conta da geometria do espaço em si. Com o intuito de evitar essa proximidade temporal, é necessário que a distância entre pares de pontos seja maior que um determinado intervalo de tempo, conhecido como janela de Theiler (THEILER, 1990). A utilização da tw visa garantir a independência estatística dos dados analisados, evitando que o estudo seja comprometido por correlações espúrias.

PROVENZALE *et al.* (1992) desenvolveram o método gráfico de separação espaço-temporal para estimar a tw . Esse método consiste em calcular o número de pares de pontos em função da separação espacial e temporal entre eles. Os resultados são exibidos na forma de contornos de probabilidade constante para a distribuição da separação espacial em função da separação temporal (HUFFAKER; BITTELLI; ROSA, 2017). É importante destacar que, na presença de correlações temporais, a probabilidade de que um determinado par de pontos tenha uma distância entre si menor do que ε depende não só do próprio ε , mas também do intervalo de tempo passado entre as duas observações. A Figura 23 apresenta o gráfico de separação espaço-temporal, onde as linhas de contorno estão em incrementos de 10% e representam as duas variáveis: o tempo passado δt e a distância espacial ε .

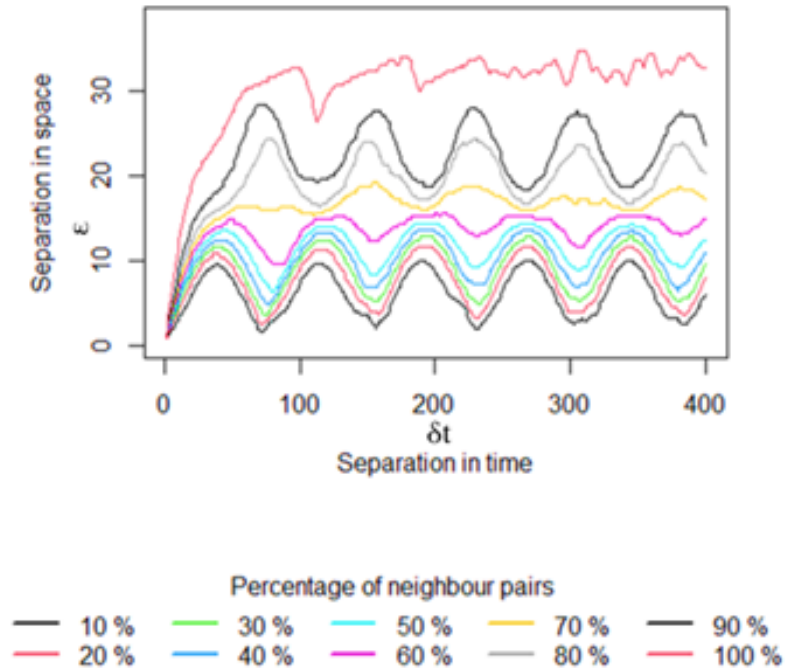


Figura 23 – Gráficos de separação espaço-tempo para o atrator de Lorenz. Contornos de probabilidade constante são mostrados para separação espacial em função da separação temporal, com incremento de 10% aos valores da linha.

Elaborado pela autora.

Caso a tw seja escolhida de forma inadequada, por exemplo, para o atrator de Lorenz, $m = 3$, $\tau = 10$ e $tw = 10$, será obtido um atrator como o da Figura 24, que apresenta alto ruído, impossibilitando o estudo das características do atrator. Na prática, para dados muito ruidosos, são necessárias ferramentas para reduzir o ruído.

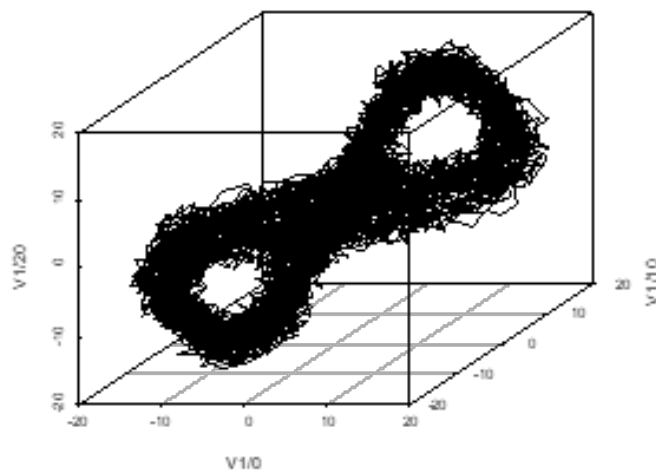


Figura 24 – Gráfico no espaço de fase do atrator estranho de Lorenz reconstruído. A série temporal $x(t)$ está corrompida por um ruído modelado por uma distribuição normal com desvio padrão igual a $\frac{1}{100}$ vezes o desvio padrão da série, baseado em Huffaker et al. 2017, p. 74.

Elaborado pela autora.

2.12 Expoente de Lyapunov

A complexidade do sistema é refletida na geometria do atrator e na dinâmica que ocorre no espaço de fase ao longo do tempo (HUFFAKER; BITTELLI; ROSA, 2017). A estranheza ou regularidade do atrator pode ser avaliada por meio do expoente de Lyapunov, λ_i , que mede a taxa de divergência ou convergência das trajetórias no espaço de fase (WOLF *et al.*, 1985).

Geralmente, existem tantos expoentes de Lyapunov quanto equações dinâmicas necessárias para descrever o sistema. No entanto, o valor do expoente fundamental é crucial para determinar se o sistema apresenta caos. Trajetórias periódicas apresentam todos os expoentes negativos, enquanto sistemas caóticos têm pelo menos um expoente positivo (WOLF *et al.*, 1985). Para estimar a taxa de divergência das trajetórias (conforme ilustrado na Figura 25), é necessário considerar como a distância entre elas varia com o tempo. Dessa forma, pode-se avaliar até que ponto duas trajetórias se afastam (ou se aproximam) à medida que o tempo avança.

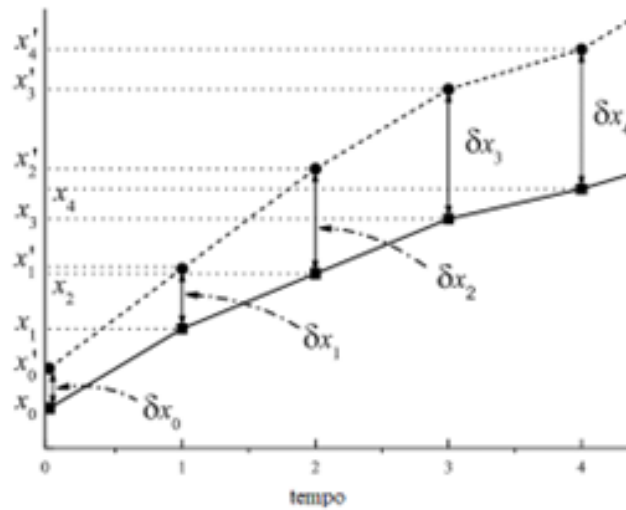


Figura 25 – Aumento da distância com o tempo entre duas trajetórias (linhas sólidas e tracejadas) a partir de pontos muito próximos δx_0 .

adaptado de HUFFAKER et al. 2017, p. 35.

Seja $|x_0 - x'_0| = \delta x_0$, se a distância muito pequena (estritamente, $\delta x_0 \rightarrow 0$) entre os pontos x_0 e x'_0 . A distância inicial será⁵:

$$\delta x_1 = |x_1 - x'_1| = |f(x_0) - f(x'_0)| \approx |f'(x_0)| \delta x_0$$

Na segunda iteração, a distância será:

$$\delta x_2 = |x_2 - x'_2| \approx |f'(x'_1)| \delta x_1 \approx |f'(x_1) \cdot f'(x_0)| \delta x_0$$

Até a n -ésima iteração, dada por:

⁵ A sequência de cálculos necessários para encontrar a equação que permite calcular o expoente de Lyapunov foi baseada em HUFFAKER et al. (2017), nas p. 35, 36.

$$\delta x_n = |x_n - x'_n| \approx |f'(x_{n-1}) \cdot f'(x_{n-2}) \cdots f'(x_1) \cdot f'(x_0)| \delta x_0$$

Aplicando o logaritmo em ambos os lados da equação:

$$\log[|f'(x_{n-1}) \cdot f'(x_{n-2}) \cdots f'(x_1) \cdot f'(x_0)|] = \log|f'(x_0)| + \log|f'(x_1)| \cdots \log|f'(x_{n-2})| + \log|f'(x_{n-1})| \quad (2.35)$$

Considerando toda a trajetória, $n \rightarrow \infty$, quando $\delta x_0 \rightarrow 0$:

$$\lambda_i = \lim_{n \rightarrow \infty} \lim_{\delta x_0 \rightarrow 0} \frac{1}{n} \sum_{t=0}^{n-1} \log|f'(x_t)| \quad (2.36)$$

Tomando o limite $n \rightarrow \infty$ para excluir a parte transiente da trajetória, e assumindo que a discrepância inicial nas condições iniciais é muito pequena: $\delta x_0 \rightarrow 0$. Para mapas unidimensionais, λ_i é independente de todas as condições iniciais, então denota-se δx_0 simplesmente por δ_0 . Da equação (2.35), tomando os logaritmos de ambos os lados, obtém-se a distância entre dois pontos de órbitas vizinhas, neste caso, para um mapa unidimensional. Sendo λ o expoente de Lyapunov procurado:

$$\delta_n \approx e^{\lambda n} \delta_0 \quad (2.37)$$

Os expoentes são usados para caracterizar o tipo de atrator (ECKMANN; RUELLE, 1992), assim:

- Se todos os λ_i forem negativos, o atrator é um ponto;
- Se existe um $\lambda_1 = 0$ e os demais negativos, o atrator será um ciclo limite;
- Se $\lambda_1 = \lambda_2 = 0$ e os demais negativos, o atrator será um toro bidimensional no espaço de fases.
- Se $\lambda = \infty$, o sistema é caracterizado por ruído aleatório.

Um atrator para um sistema dissipativo com um ou mais expoentes de Lyapunov positivos, $\lambda_i > 0$, é dito “estranho” ou “caótico” (WOLF *et al.*, 1985). Existe um espectro de Lyapunov definido em termos da forma em que o atrator se deforma (inicialmente uma esfera de eixo $p_i(0)$) à medida que evolui no tempo. Assim, o n -ésimo expoente de Lyapunov, λ_i , é definido em termos da taxa de crescimento do n -ésimo eixo p_i como:

$$\lambda_i = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \log_2 \frac{p_i(t)}{p_i(0)} \quad (2.38)$$

O algoritmo de Wolf calcula a partir do maior expoente, λ_i , ou seja, ordenados de forma decrescente, uma vez que o atrator estranho indica a divergência exponencial em suas trajetórias e sua sensibilidade as condições iniciais (WOLF *et al.*, 1985; SHAW, 1981).

O algoritmo proposto por (WOLF *et al.*, 1985) é amplamente utilizado, no entanto, KANTZ e SCHREIBER (2004) destacam uma limitação significativa deste método. Ele assume a existência de divergência exponencial desde o início e, portanto, não permite testar a presença desta característica, o que pode levar a resultados equivocados. Por exemplo, este algoritmo pode produzir um expoente finito mesmo para dados estocásticos, onde o verdadeiro expoente é infinito. Para superar esta limitação, outros algoritmos foram desenvolvidos por SANO e SAWADA (1985), ECKMANN *et al.* (1986), ROSENSTEIN, COLLINS e LUCA (1993), KANTZ (1994). Esses métodos permitem uma análise mais precisa do comportamento caótico dos sistemas dinâmicos e são amplamente utilizados na atualidade.

Nesta pesquisa, apesar da ressalva de KANTZ e SCHREIBER (2004), optou-se por utilizar o algoritmo de WOLF *et al.* (1985) disponível no software Matlab. O próprio autor, em 2022⁶, comentou sobre os mais de 35 anos do algoritmo e as mais de 10.000 citações em trabalhos direcionados ao estudo de caos e dinâmica não linear.

Para exemplificar, foram calculados os expoentes de Lyapunov para o mapa logístico (Figura 11) e para a série temporal $x(t)$ do atrator de Lorenz (Figura 14).

A Figura 26 mostra o espectro dos expoentes de Lyapunov. Ao calcular a 1ª derivada para o mapa logístico, equação 2.18, obtêm-se:

$$f'(x_n) = r(1 - 2x_n) \quad (2.39)$$

Em seguida, substituindo o ponto fixo $x^* = \frac{r-1}{r}$ (equação 2.19), na equação 2.39, chega-se na equação:

$$\lambda_i = \log |2 - r| \quad (2.40)$$

Para o intervalo, $1 < r < 3$, se $r = 1$ ou $r = 3$, o valor do expoente vale $\lambda = 0$, para qualquer outro valor dentro desse intervalo, $\lambda < 0$, condizente com o comportamento observado no mapa da Figura 11, que é uma sequência de pontos fixos estáveis. Por exemplo, se $r = 2$, para $f'(x^*) = 0$, os valores para $\lambda \rightarrow -\infty$, demonstrando assim que o ponto x^* é superestável. Após a primeira bifurcação, período 2, que ocorre no intervalo $3.1 < r < 1 + \sqrt{6}$, a equação é reescrita como: $\lambda_i = \frac{1}{2} \log |4 + 2r - r^2|$. Para $r = 3$ e $r = 1 + \sqrt{6}$, o valor do expoente será $\lambda = 0$, para um valor dentro deste intervalo, por exemplo, de $r = 1 + \sqrt{5}$, o valor de $\lambda \rightarrow -\infty$, caracterizando um ponto superestável, ou seja, é possível observar uma sequência de valores para o expoente de Lyapunov $\lambda < 0$ entre este intervalo de r . Porém, no período 16, em $r \approx 3.56994$, linha tracejada preta da Figura 26, a maioria dos valores para λ_i tornam-se $\lambda > 0$, avalizando

⁶ <https://la.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/48084-wolf-lyapunov-exponent-estimation-from-a-time-series>

as análises feitas para o mapa quando tornou-se caótico, mas, é possível observar pontos cujo valor de $r > 3.56994$ e $\lambda < 0$, mostrando janelas de estabilidade.

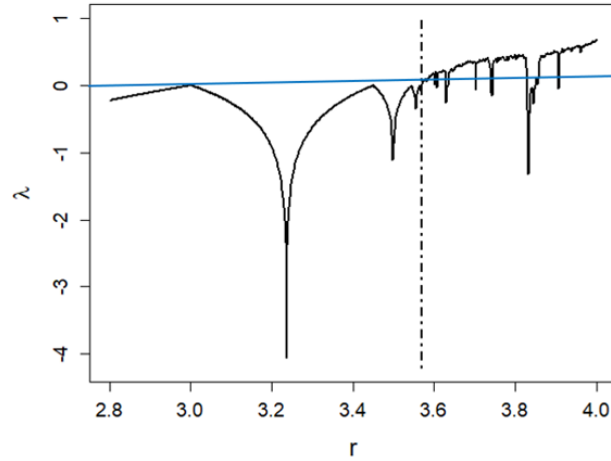


Figura 26 – Estimativa dos expoentes de Lyapunov para o mapa logístico. A linha tracejada em $r \approx 3.56994$, marca o início do regime caótico. Algoritmo disponível em HUFFAKER et al. 2017.

Elaborado pela autora.

Sintetizando, se $r < 3$, os expoentes de Lyapunov não serão positivos para o mapa logístico, então, não há divergência exponencial, pelo contrário, há estabilidade assintótica. No regime caótico, $r \geq 3.56994$, o expoente de Lyapunov é positivo (exceto em alguns intervalos), indicando a dependência sensível das condições iniciais.

Outra exemplificação para expoente de Lyapunov é aplicado a série temporal $x(t)$ da equação de Lorenz. Para isso, foi utilizado o algoritmo de WOLF *et al.* (1985), que estima o valor do expoente de Lyapunov dominante. Inicialmente, o algoritmo estima os vizinhos mais próximos para o espaço de fase reconstruído, e em seguida, estima o expoente de Lyapunov e o gráfico da divergência orbital.

A Figura 27 mostra o gráfico da convergência do expoente de Lyapunov em $\lambda = 2.15896$, bem próximo ao valor encontrado por Wolf *et al.* (1985), $\lambda = 2.16$.

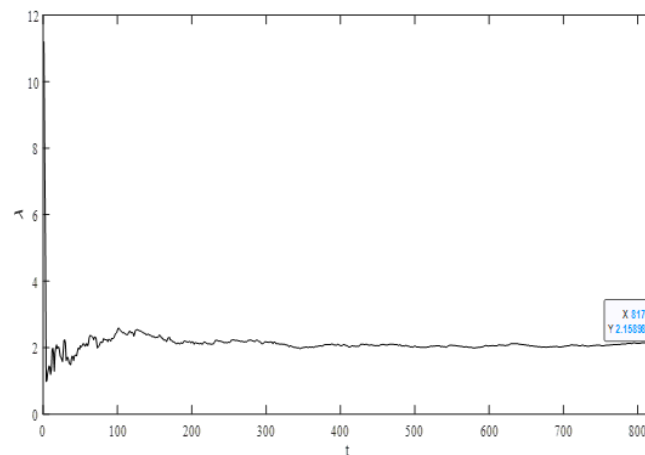


Figura 27 – Convergência do expoente de Lyapunov para o atrator de Lorenz, $\lambda = 2.15898$, utilizando o algoritmo de Wolf (1985)

Elaborado pela autora.

A Figura 28 mostra a distância entre as órbitas do atrator caótico de Lorenz para a iteração 1600, visto que, o cálculo do expoente está relacionado a estes valores como visto na equação (2.37).

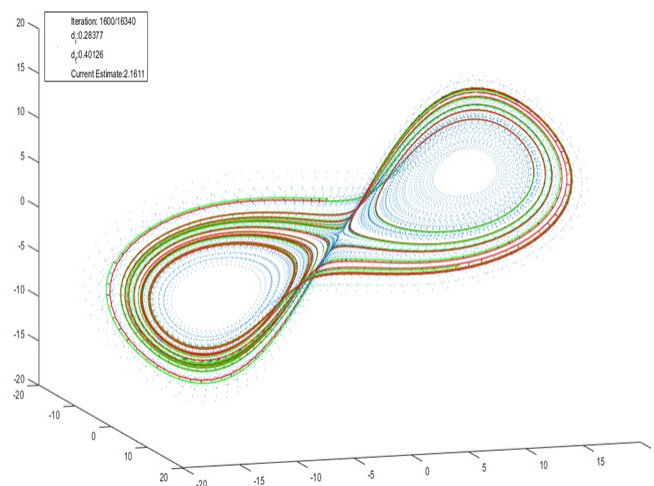


Figura 28 – A evolução do vetor de separação para o atrator de Lorenz.

Elaborado pela autora.

Outro algoritmo para calcular o maior expoente de Lyapunov foi introduzido independentemente por ROSENSTEIN, COLLINS e LUCA (1993), KANTZ (1994). Ele testa diretamente a divergência exponencial das trajetórias próximas e assim, permite ao pesquisador decidir se faz sentido calcular o expoente de Lyapunov para um determinado conjunto de dados (KANTZ; SCHREIBER, 2004), para isso, ele calcula a média das taxas de divergência local sobre todos os dados, visto que, as distâncias não

crecem em todos os pontos do atrator com a mesma taxa, podendo até mesmo reduzir. Para este objetivo, foi aplicado o algoritmo `lyap_k` do pacote TISEAN (escrito em linguagem C), que realiza os cálculos necessários para criar as curvas $S\Delta n$ para intervalo de Δn por meio da função $S(\Delta n)$ (equação 2.41). Ao utilizar o programa, escolhe-se um ponto s_{n_0} da série temporal no espaço de incorporação, selecionando todos os vizinhos com distância menor que ε . O programa calcula a média sobre as distâncias de todos os vizinhos a partir da trajetória de referência em função do tempo relativo, ou seja, a média sobre a curva mostradas na Figura 28.

$$S(\Delta n) = \frac{1}{N} \sum_{n_0=1}^N \ln \left(\frac{1}{\mathcal{U}(s_{n_0})} \sum_{s_n \in \mathcal{U}(s_{n_0})} |s_{n_0+\Delta n} - s_{n+\Delta n}| \right) \quad (2.41)$$

Os pontos de referência s_{n_0} incorpora os vetores. $\mathcal{U}(s_{n_0})$ é a vizinhança de s_{n_0} com diâmetro ε . Observe que o último elemento de s_{n_0} é s_{n_0} , de onde $s_{n_0+\Delta n}$ está fora do intervalo de tempo coberto pelo vetor de atraso s_{n_0} . O tamanho da vizinhança deve ser o menor possível, mas grande o suficiente para que, em média, cada ponto de referência tenha pelo menos alguns vizinhos. Caso contrário, pode-se ignorar sistematicamente certas partes do atrator e, assim, acabar por calcular o valor errado.

As condições iniciais colocadas ao programa foram $m = 3$, $\tau = 10$, $t = 20$ (número de pontos de referência da série temporal), $k = 6$ (número de vizinhos), $ref = 5000$ (número de pontos de referência), $s = 600$ (número de passos à frente no tempo), $eps = 5$ (raio que contém os vizinhos). O expoente de Lyapunov é dado pela reta de regressão linear. Nessas condições, a reta de regressão linear encontrada foi 0.8801 e seu intercepto, -0.5690, significa que o valor encontrado para o expoente de Lyapunov foi $\lambda = 0.8801$. Os valores para o expoente de Lyapunov variam conforme as condições iniciais postas no programa, por isso a importância dos demais cálculos para a melhor escolha dos passos. Lembrando que o algoritmo de Wolf calcula o maior expoente de Lyapunov, enquanto o algoritmo de Kantz calcula a média dos expoentes no espectro de valores.

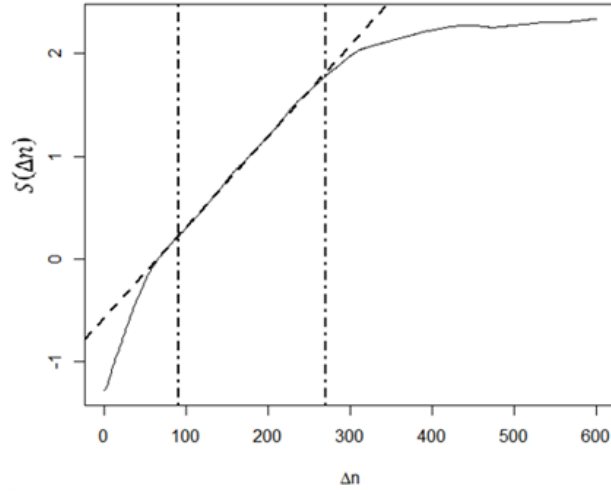


Figura 29 – Reta de regressão para o cálculo do expoente de Lyapunov por meio do programa lyap_k do pacote TISEAN.

Elaborado pela autora.

2.13 Gráfico de Recorrência (Recurrence Plot)

O Gráfico de Recorrência (do inglês, *Recurrence Plot*, RP) é uma ferramenta gráfica usada para analisar os padrões temporais de uma série temporal. O desenvolvimento desta ferramenta está atrelada a questões conceituais introduzidas no trabalho de Henri Poincaré acerca do problema de três corpos (POINCARÉ, 1952) que, ao analisá-lo posteriormente em seu artigo “Sur le Probleme des trois corps et les équations de la dynamique” (POINCARÉ, 1890) afirmou “Neste caso, se deixarmos de lado certas trajetórias excepcionais, cuja realização é infinitamente improvável, pode-se mostrar que o sistema passará novamente um número infinito de vezes próximo de sua posição inicial”⁷ ficando esta publicação responsável por introduzir o conceito de recorrência em sistemas conservativos (conhecido como o teorema de recorrência de Poincaré).

Seja ξ_t a trajetória reconstruída no espaço de fase de m dimensões, onde τ é o atraso temporal, tal qual na equação 2.21:

$$\xi_t = [x(t), x(t + \tau), \dots, x(t + (m - 1)\tau)], \quad t = 1, \dots, n \quad (2.42)$$

Onde ξ_t é um ponto no espaço, cuja distância Euclidiana entre dois pontos nos tempos i e j , é dada por δ_{ij} , quando $t = i$ e $t = j$, assim:

$$\delta_{ij} = |\xi_i - \xi_j| \quad (2.43)$$

⁷ Dans ce cas, si on laisse de côté certaines trajectoires exceptionnelles, dont la réalisation est in niment peu probable, on peut démontrer que le système repassera une in finité de fois aussi près que l’on voudra de sa position initiale.

Para uma série temporal periódica, com período T , tem-se $\delta_{ij} = 0$ quando $|i - j| = kT$ com $k = 0, 1, 2, \dots$ (HUFFAKER; BITTELLI; ROSA, 2017). Supondo que a série temporal reconstruída seja formada por n vetores:

$$\xi_1, \xi_2, \xi_3, \dots, \xi_n \quad (2.44)$$

Onde será construído o novo espaço $i \times j$, $i, j = 1, 2, \dots, n$. Assim, $\delta_{ij} = |\xi_i - \xi_j| < \varepsilon$, quando dois pontos são considerados recorrentes é traçado um círculo preto em (i, j) ; caso contrário, um círculo branco. Existem algoritmos que usam uma linha diagonal visando identificar sistemas dinâmicos previsíveis. Quanto mais longa a linha, é mais evidente que o sistema está seguindo um padrão consistente de estados ao longo do tempo. Essa técnica de análise foi introduzida por ECKMANN, KAMPHORST e RUELLE (1987) e tem sido amplamente utilizada desde então. Ao observar a linha diagonal, podemos inferir que o sistema está se movendo em estados específicos por um período prolongado, tornando-o relativamente previsível.

Os RPs mostram como a trajetória se repete ao retornar aos estados já visitados, dentro da margem de uma tolerância ε , uma vez que i e j são momentos. Com os RPs são visualizadas a correlação do tempo entre os dados de séries temporais por meio de uma representação bidimensional de uma trajetória em um espaço de fase de dimensão superior (HUFFAKER; BITTELLI; ROSA, 2017). Formalmente, o RP pode ser escrito como uma matriz por meio de:

$$\mathcal{R}_{i,j} = \Theta(\varepsilon - |\xi_i - \xi_j|), \quad i, j = 1, 2, \dots, n \quad (2.45)$$

Onde $\Theta(\cdot)$ é a função de Heaviside, assim, se $x < 0$, $\Theta(x) = 0$, caso contrário, $\Theta(x) = 1$. Um ponto preto está sempre presente na diagonal principal, quando $i = j$; de fato, $\mathcal{R}_{i,j} \equiv 1$. Além disso, o RP é simétrico em relação ao diagonal principal; isto é, $\mathcal{R}_{i,j} \equiv \mathcal{R}_{j,i}$. Se a série for periódica, de período T , então, para i fixo, há um círculo preto a cada $T - 1$ círculos brancos; por exemplo, para $T = 4$, tem-se $\dots$. Por exemplo, o RP para a região estável do mapa logístico, (a) $r = 3.52$ (ciclo de período 4) e (b) $r = 3.835$ (ciclo de período 3), a partir do código disponível em HUFFAKER, BITTELLI e ROSA (2017) p.92, 93, pode ser observado na Figura 30 a periodicidade das séries temporais representadas:

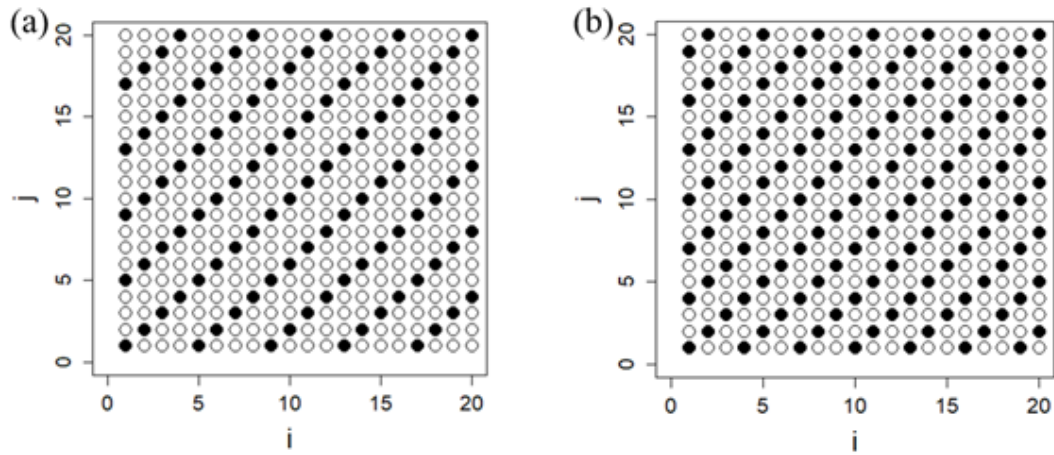


Figura 30 – RPs para o mapa logístico $\varepsilon = 0.01$: (a) $r = 3.52$ (ciclo de período 4); (b) $r = 3.835$ (janela periódica, com ciclo de período 3).

Já na Figura 31, é possível visualizar duas condições para regiões do mapa logístico onde o sistema é caótico (a) $r = 3.56994$ e (b) $r = 4$.

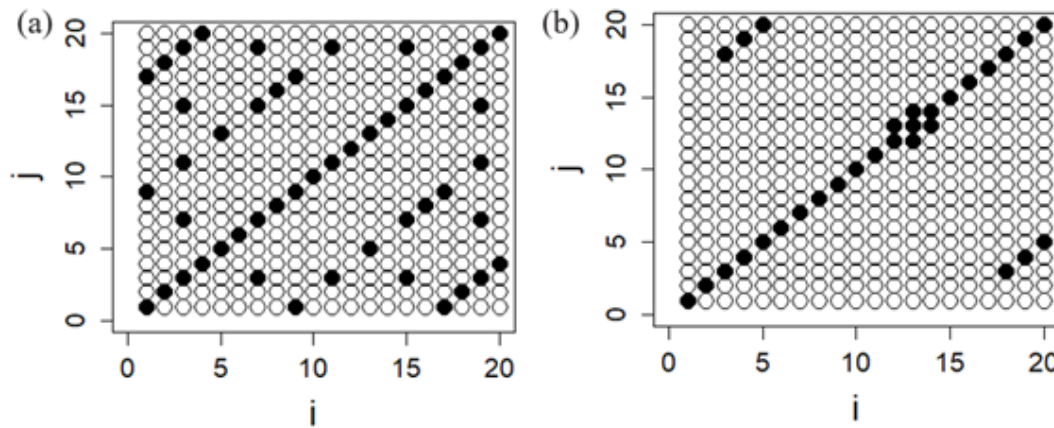


Figura 31 – RPs para o mapa logístico ($\varepsilon = 0.01$): (a) $r = 3.56994$ e (b) $r = 3.835$.

Outro exemplo para ilustrar, são os 5000 primeiros pontos da série temporal $x(t)$ do atrator de Lorenz. Na Figura 32 é possível observar para aproximadamente os primeiros 1300 pontos, período transiente, um padrão nos eixos $t \times t$ de traços diagonais, tanto que, para a primeira linha da diagonal superior, os 1300 primeiros pontos, tem seu padrão consecutivo alterado, possivelmente devido à transição para o regime caótico, em que os traços estão mais espaçados. É possível visualizar aproximadamente um quadrado entre os pontos 1301 e 5000, onde os traços consecutivos mostra o momento em que o sistema revisita um estado passado. Quanto mais longa for a linha diagonal, significa que o sistema está literalmente se movendo no mesmo padrão, uma forma de conferir algumas métricas para este tipo de análise, é calculando o comprimento médio das

linhas diagonais $\langle L \rangle$, assim, quanto maior for a linha, sugere-se maior previsibilidade ao sistema.

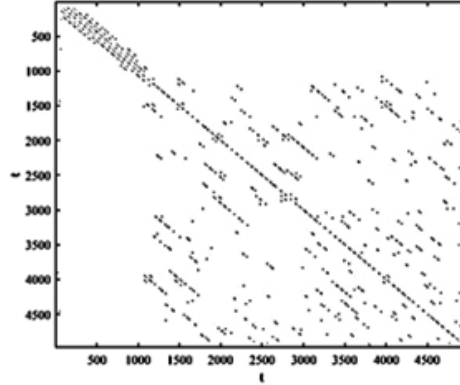


Figura 32 – RP para os primeiros 5000 pontos da série temporal $x(t)$ da equação de Lorenz (para dimensão $m=3$ e atraso temporal $\tau = 18$).

Na Figura 33, está plotada a matriz de distância para a série temporal $x(t)$ da equação de Lorenz. Seja uma série temporal vetorial $\vec{x}(t)$ com $t = 1, \dots, M$, a matriz de recorrência é definida como:

$$R_{t_1, t_2} = \begin{cases} 1 & \text{se } d(\vec{x}(t_1), \vec{x}(t_2)) \leq \varepsilon \\ 0 & \text{se } d(\vec{x}(t_1), \vec{x}(t_2)) > \varepsilon \end{cases} \quad (2.46)$$

Onde $d(\vec{x}(t_1), \vec{x}(t_2))$ é a distância entre $\vec{x}(t_1)$ e $\vec{x}(t_2)$ e ε é uma pequena distância que define um limite de discrepância entre estados recorrentes (MARWAN *et al.*, 2009).

Quantificar a estrutura dos RPs, por meio da Análise de Quantificação de Recorrência (do inglês, *Recurrence Quantification Analysis* - RQA), permite caracterizar a dinâmica das redes e compará-las. MARWAN *et al.* (2007) definiram 12 medidas de RQA, dentre essas, quatro são baseadas na linha diagonal do RP, resultantes de sequências recorrentes de redes funcionais adjacentes: o determinismo percentual (*DET*) que é a porcentagem de pontos de recorrência que formam as linhas diagonais, o comprimento médio da linha diagonal $\langle L \rangle$, o comprimento máximo da linha diagonal (L_{MX}) e a entropia de Shannon da distribuição de probabilidade dos comprimentos das linhas diagonais (*ENTR*). Visto que, um valor maior destas medidas implica que as redes funcionais dinâmicas são mais ‘determinísticas’. Segundo MARWAN *et al.* (2007), quanto maior for o ‘determinismo’, as redes funcionais dinâmicas têm sequências mais longas que se repetem em momentos diferentes.

Nessapesquisa são exploradas seis medidas da RQA: taxa de recorrência (*RR*), determinismo (*DET*), comprimento da linha diagonal mais longa (L_{MX}), entropia (*ENT*), laminaridade (*LAM*) e tempo de aprisionamento (*TT*). As equações e suas respectivas descrições abaixo foram extraídas de MARWAN *et al.* (2007).

A taxa de recorrência (RR): é a probabilidade de encontrar um ponto de recorrência preto (para o qual $R_{i,j} = 1$), ou $RR = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{i,j=1; i \neq j}^N R_{i,j}$, onde N^2 é o número total de pixels (preto ou branco) em um RP. A taxa de recorrência usa a mesma definição da soma da correlação, que não inclui a linha diagonal principal, estando relacionada com a probabilidade de um determinado estado se repetir. Um RR mais alto (para o mesmo valor do parâmetro τ) indica poucas mudanças gerais na dinâmica das respostas ao longo do tempo e que o desempenho está confinado a poucos estados diferentes.

O determinismo (DET) ou previsibilidade, é empregada para medir e caracterizar a complexidade e a estrutura de sistemas dinâmicos a partir da porcentagem de pontos em um RP pertencentes as linhas diagonais, indicando componentes determinísticos no gráfico de recorrência, cuja equação é dada por: $DET = \frac{\sum_{l=l_{min}}^{l_{max}} lP(l)}{\sum_{l=1}^N lP(l)}$, onde $P(l)$ é o histograma de linhas diagonais de comprimento l com threshold τ , l_{mx} e l_{min} são respectivamente o comprimento máximo e mínimo da linha diagonal e l_{min} pode ser definido pelo analista. Assim, quanto maior for o valor de DET , maior será o determinismo.

O L_{MAX} é o maior comprimento da linha diagonal encontrada no RP, sendo utilizada para quantificar a divergência exponencial da trajetória do espaço de fase. Assim, quanto mais rápido as trajetórias divergirem, mais curtas serão as linhas e menor o valor de L_{MX} , porém essa medida é sensível ao valor do l_{min} escolhido, uma vez que L_{MAX} pode ser calculada para cada linha diagonal paralela à linha de interesse (LOI), fornecendo informações sobre a dinâmica do sistema em diferentes escalas. Nessa pesquisa, a l_{min} será automatizada, coletando somente o valor de L_{MX} , interesse dessa pesquisa, $L_{MX} = \max \left(l_{i=1}^{N_l} \right)$.

A medida de entropia, $ENTR$, é calculada a partir da entropia de Shannon, e está relacionada a probabilidade de encontrar um determinado comprimento de linha diagonal l no RP, onde $P(l)$ é o número de linhas diagonais de comprimento l e N_l é o número total de linhas diagonais no RP, assim $p(l) = P(l) / N_l$. A equação é dada por $ENTR = - \sum_{l=l_{min}}^N p(l) \ln p(l)$. Em processos estocásticos, o valor de $ENTR$ é baixa, indicando baixa complexidade, ou seja, para processos determinísticos, a medida $ENTR$ tende de ser alta, indicando alta complexidade.

A laminaridade LAM , quantifica o tempo que o sistema persiste em um determinado estado laminar, ou seja, estado de baixa complexidade. Sendo assim, caso um sistema fique um longo período em um estado específico, terá um valor alto de LAM , e o contrário é verdadeiro, menos tempo em um estado específico, menor o valor de LAM . Assim como a $ENTR$, a medida de LAM em processos estocásticos possui valores menores do que em processos determinísticos. A equação é dada por:

$LAM = \frac{\sum_{v=v_{min}}^N vP(v)}{\sum_{v=1}^N vP(v)}$ na qual v_{min} e $P(v)$ são respectivamente o comprimento mínimo e o histograma dos comprimentos v das linhas verticais. Outro destaque é o fato da medida LAM poder ser calculada para cada linha diagonal paralela à linha de interesse (LOI), fornecendo informações sobre a dinâmica do sistema em diferentes escalas.

A medida de tempo de aprisionamento (TT) é definida como o tempo médio que o sistema passa por estados recorrentes de comprimento maior ou igual a l_{min} (ou seja, estados que se repetem). Assim como as medidas anteriores, valores baixos de TT estão relacionados a processos estocásticos. A equação é dada por $TT = \frac{\sum_{v=v_{min}}^N vP(v)}{\sum_{v=v_{min}}^N P(v)}$.

Para ilustrar tais medidas, foi utilizado o pacote RQA do Matlab, proposto por Gaoxiang Ouyang⁸. Na Tabela 1 estão disponíveis os resultados obtidos para DET , $\langle L \rangle$, L_{MAX} e $ENTR$, para os primeiros 5000 pontos da série temporal, $x(t)$, da equação de Lorenz.

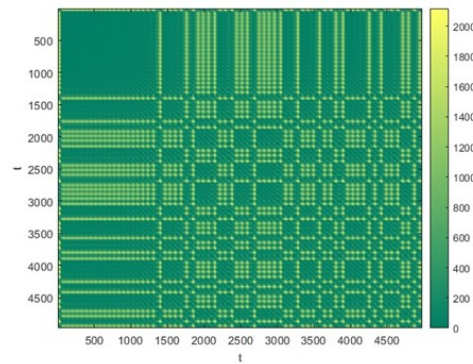


Figura 33 – Matriz de distância para os primeiros 5000 pontos da série temporal $x(t)$ da equação de Lorenz.

Tabela 1 – Taxa de recorrência (RR), determinismo (DET), comprimento médio das linhas da diagonal ($\langle L \rangle$) e entropia da distribuição de probabilidade da diagonal do comprimento de linha ($ENTR$).

	RR	DET	$\langle L \rangle$	$ENTR$
$x(t)$	0.0036	0.9669	26.9286	3.6652

⁸ Gaoxiang Ouyang (2023). Recurrence quantification analysis (RQA). (<https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/46765-recurrence-quantification-analysis-rqa>), MATLAB Central File Exchange.

2.14 Investigando a Estacionariedade para as Séries Temporais

O caos possui três características intrínsecas que são: sensibilidade às condições iniciais, não-linearidade determinística e a não-recorrência, ou seja, sem repetição das trajetórias no espaço de estados (FERREIRA, 2013).

Ao reconstruir o espaço de estados do sistema, as técnicas a serem aplicadas, presumem um conjunto de dados suficientemente longo, estacionário e pouco ruidoso, visto que, tais efeitos podem influenciar na reconstrução do atrator caótico (HUANG *et al.*, 1998; KANTZ; SCHREIBER, 2004; BRADLEY; KANTZ, 2015).

A identificação da estacionariedade de uma série temporal pode ser realizada através da verificação da presença de raiz unitária. Se a série apresentar raiz unitária, ela é considerada não estacionária, podendo exibir até mesmo uma tendência estocástica. Caso contrário, a série apresentará uma tendência determinística. Neste estudo, foram empregados os testes de Dickey-Fuller aumentado (ADF - Augmented Dickey-Fuller test) e KPSS (Kwiatkowski-Phillips-Schmidt-Shin) para analisar a estacionariedade das séries temporais turbulentas.

A estatística ADF (DICKY; FULLER, 1979; HAMILTON, 1994), testa a existência de raiz unitária para um lag de defasagem, y_{t-1} , pelo método dos mínimos quadrados ordinários de Δy_t , e é dada pela equação:

$$y_t = c + \delta t + \phi y_{t-1} + \beta_1 \Delta y_{t-1} + \dots + \beta_p \Delta y_{t-p} + \varepsilon_t \quad (2.47)$$

Onde: Δ é o operador de diferenciação, tal que, $\Delta y_t = y_t - y_{t-1}$. O valor de P corresponde ao número de termos defasados da diferença, c é o coeficiente de deriva, δ é o coeficiente de tendência determinística e ε_t é um processo de inovação com média zero. As hipóteses do teste ADF são:

- $H_0 : \phi = 1$, tem raiz unitária (a série não é estacionária) e,
- $H_1 : \phi < 1$, não tem raiz unitária (a série é estacionária).

O teste KPSS, foi utilizado para avaliar a estacionariedade de séries temporais a partir do trabalho de KWIATKOWSKI *et al.* (1992). O teste possui como modelo matemático a equação:

$$y_t = c_t + \delta t + u_{1t} \quad (2.48)$$

Onde: $c_t = c_{t-1} + u_{2t}$, δ é o coeficiente de tendência, u_{1t} corresponde ao processo estacionário, u_{2t} é o processo independente e identicamente distribuído com média 0 e variância σ^2 .

As hipóteses do teste KPSS são:

- H_0 : a série temporal univariada possui uma tendência estacionária, $\sigma^2 = 0$, implicando que a constante do passeio aleatório (c_t) atue como intercepto do modelo.
- H_1 : onde $\sigma^2 > 0$, introduz a raiz unitária no passeio aleatório, indicando a não estacionariedade da série temporal.

Existem quatro saídas do teste KPSS, são elas: estatística KPSS, valor p , número de atrasos utilizados no teste e valores críticos. O valor p relatado pelo teste é um indicador que auxilia na decisão de rejeitar ou não a hipótese nula. Caso o valor p seja menor que o valor α pré-definido (geralmente 0.05), rejeita-se a hipótese nula.

2.15 Transformada Wavelet Discreta

A Transformada Wavelet Discreta (DWT - do inglês Discrete Wavelet Transformation) tem sido amplamente utilizada no processamento e exploração de sinais digitais há décadas. A wavelet de Haar, proposta por Alfred Haar em 1909, é considerada a primeira DWT (BODEA *et al.*, 2019). A DWT apresenta uma vantagem significativa em relação às transformadas de Fourier, que é a sua capacidade de capturar informações de frequência e localização (multiresolução), resultando em uma resolução temporal mais precisa. Por meio da decomposição ou análise de sinais, as DWT permitem a análise de dados em diferentes domínios de frequência, com a resolução de cada componente previamente definida (RHIF *et al.*, 2019). Isso significa que é possível obter uma visão mais detalhada dos diferentes componentes de frequência presentes em um sinal, permitindo uma análise mais precisa e refinada.

Segundo LIMA (2002), seja $L^P(\mathbb{R})$ o espaço das funções, uma Wavelet é uma função $\psi(x) \in L^1(\mathbb{R}) \cap L^2(\mathbb{R})$, cuja a família de funções é dada por:

$$\psi_{j,k}(x) = 2^{-\frac{j}{2}} \psi(2^{-j}x - k) \quad (2.49)$$

Onde j e k são inteiros arbitrários de uma base ortonormal em $L^2(\mathbb{R})$.

A Wavelet de Haar é descontínua e se assemelha a uma função degrau, ou seja, um pulso quadrado definido pela função $\psi(x)$ (DAUBECHIES; SWELDENS, 1998; LIMA, 2002)

$$\psi(x) = \begin{cases} 1 & \text{se } x \in [0, \frac{1}{2}) \\ -1 & \text{se } x \in [\frac{1}{2}, 1) \\ 0 & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (2.50)$$

A Wavelet apresenta diversas vantagens, como sua simplicidade conceitual, rapidez e eficiência de memória. Além disso, ela pode ser calculada localmente, sem precisar de uma variedade de tempo. As Wavelets de Haar funcionam como filtros que extraem informações do sinal $\psi(x)$ em diferentes níveis de detalhe. Os filtros passa-baixa (L) e passa-alta (H) são definidos como $L = \frac{1}{\sqrt{2}}c_k$ e $H = \frac{1}{\sqrt{2}}b_k$, em que c_k e b_k são os coeficientes de escala (BURRUS; GOPINATH; GUO, 1998; ADDISON, 2017). O filtro passa-baixa deixa passar as frequências de baixa intensidade, resultando em uma versão suavizada do sinal, enquanto o filtro passa-alta deixa passar as altas frequências correspondentes aos detalhes do sinal.

Para clarificar a ideia do filtro, recorre-se ao conceito geral de que uma série temporal é a composição de uma tendência $u(t)$, uma sazonalidade $s(t)$ e algum ruído $e(t)$:

$$x(t) = u(t) + s(t) + e(t) \quad (2.51)$$

Aplicando a DWT a série temporal $x(t)$ (Figura 34) um filtro em dois canais realizará uma decomposição do sinal em alta e baixa frequência, para em seguida, ser realizada uma sub amostragem, onde, cada dois pontos, um será removido, compondo os coeficientes de detalhe (cD^j) e os coeficientes de aproximação (cA^j). Após a decomposição do sinal, é feita a reconstrução do sinal, aplicando os filtros inversos (detalhes em UZINSKI, OLIVEIRA e ABREU (2020)).

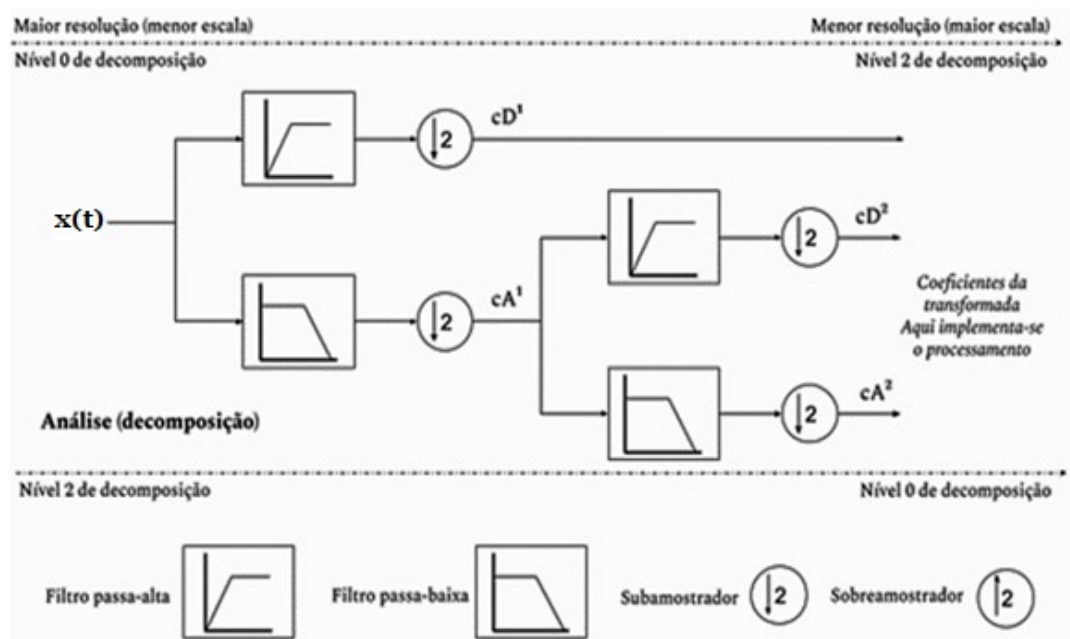


Figura 34 – Banco de filtros de dois canais implementado para Transformada Wavelet Discreta.

Fonte: UZINSKI, OLIVEIRA e ABREU, 2020.

Para exemplificar, na série temporal $x(t)$ da equação de Lorenz, foi aplicado a Transformada Wavelet de Haar de nível 2 (Figura 35). Nela é possível observar os coeficientes de aproximação e de detalhe, no gráfico são chamados de Primeira Tendência e Primeira Flutuação, respectivamente. Mais detalhes quanto a aplicação da DWT na turbulência atmosférica podem ser consultados em FARGE (1992) e KATUL *et al.* (1994).

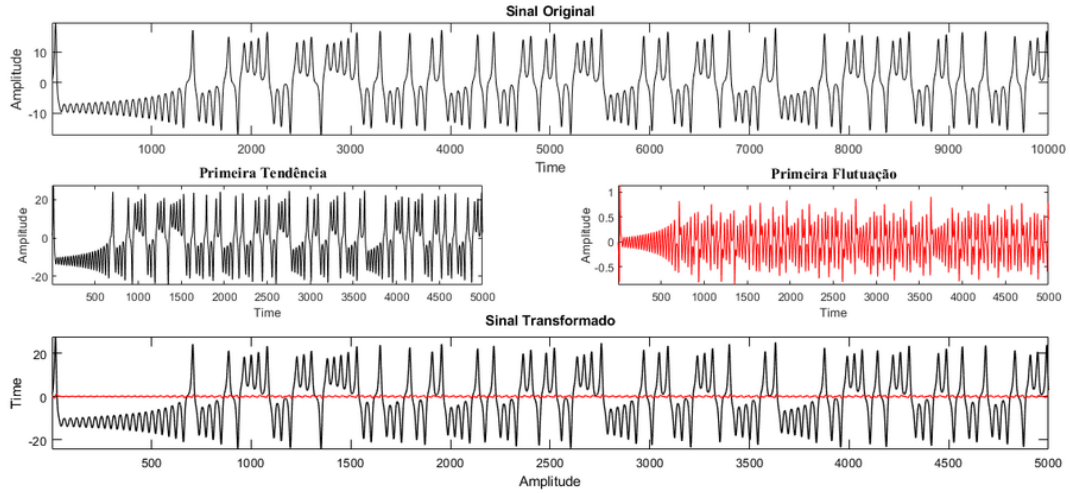


Figura 35 – Sinal original e transformado para a série temporal $x(t)$ da equação de Lorenz utilizando a Transformada Wavelet de Haar.

Elaborado pela autora.

Outra wavelet muito utilizada para filtrar séries temporais turbulentas é a db4 (Daubechies 4). A db4 Possui quatro coeficientes de filtro, o que a torna uma wavelet de curto suporte. Isso significa que ela pode localizar eventos transitórios em um sinal com alta precisão temporal. A equação da transformada de wavelet é dada por:

$$\begin{aligned}
 W_{j,k} = & \sum_n h_n^{(L)} \cdot x_n \\
 & + \sum_n g_n^{(L)} \cdot x_n \cdot (-1)^n \\
 & + \sum_n h_n^{(H)} \cdot x_n \cdot (-1)^n \\
 & + \sum_n g_n^{(H)} \cdot x_n \cdot (-1)^n
 \end{aligned}
 \tag{2.52}$$

onde $W_{j,k}$ é o coeficiente wavelet em um nível de resolução j e posição k , x_n é a série temporal original, $h_n^{(L)}$, $g_n^{(L)}$, $h_n^{(H)}$ e $g_n^{(H)}$ são os coeficientes de filtragem de reconstrução

da wavelet, com L indicando a parte de baixa frequência (aproximação) e H indicando a parte de alta frequência (detalhes).

$$\begin{aligned}
 h_n^{(L)} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(1 + \sqrt{3}) \cdot \frac{(1 - \sqrt{3})^n}{2^n \cdot \Gamma(1/2 - n)}, \\
 g_n^{(L)} &= \frac{(-1)^n}{\sqrt{2}}(1 - \sqrt{3}) \cdot \frac{(1 - \sqrt{3})^n}{2^n \cdot \Gamma(1/2 - n)}, \\
 h_n^{(H)} &= \frac{(-1)^n}{\sqrt{2}}(1 + \sqrt{3}) \cdot \frac{(1 + \sqrt{3})^n}{2^n \cdot \Gamma(1/2 - n)}, \\
 g_n^{(H)} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(1 - \sqrt{3}) \cdot \frac{(1 + \sqrt{3})^n}{2^n \cdot \Gamma(1/2 - n)}
 \end{aligned}
 \tag{2.53}$$

A DWT com base na wavelet db4 pode ser obtida por meio da convolução da série temporal $x(n)$ com os coeficientes de filtro g e h , e, em seguida, realizando a down-sampling em um fator de 2, mais detalhes em DAUBECHIES (1990), DAUBECHIES e SWELDENS (1998).

2.16 O experimento GoAmazon 2014/15

O experimento GoAmazon 2014/15 foi realizado de janeiro de 2014 a dezembro de 2015 na região central da Amazônia (GONÇALVES *et al.*, 2022). O experimento teve como objetivo estudar as interações entre a floresta amazônica e as áreas urbanas, assim como entender e caracterizar melhor as emissões biológicas naturais da floresta e as emissões urbanas associadas a cidade de Manaus (MARTIN *et al.*, 2016; MARTIN *et al.*, 2017; NASCIMENTO *et al.*, 2018). A pesquisa concentrou-se em vários aspectos do ecossistema amazônico, incluindo o ciclo hidrológico, as propriedades dos aerossóis e os efeitos da poluição, assim como aerossóis e interações com as nuvens e as chuvas, abrangendo as estações chuvosa e seca, capturando as variações sazonais no ecossistema (MARTIN, 2015).

Dos muitos resultados encontrados, cita-se por exemplo: a influência da floresta amazônica na formação de nuvens e nos padrões de precipitação na região, uma vez que ela desempenha um papel fundamental no ciclo hidrológico da região, atuando como uma “bomba biótica” que transporta umidade do Oceano Atlântico para o interior da América do Sul (MARTIN *et al.*, 2016; CHAMECKI *et al.*, 2020; GONÇALVES *et al.*, 2022).

Um resultado adicional está relacionado às emissões provenientes das queimadas de biomassa que ocorrem durante o período seco. Parte do material particulado

resultante dessas queimadas é transportada para o sul e sudeste do país ao longo da costa atlântica do Brasil. Pesquisadores observaram que uma parte desse material particulado retorna à região central da Amazônia (MARTIN *et al.*, 2016).

Além disso, o experimento constatou que a floresta amazônica é uma fonte significativa de aerossóis atmosféricos, que podem afetar os padrões climáticos regionais e globais, visto que ela emite uma grande quantidade de compostos orgânicos voláteis biogênicos (BVOCs, do inglês *biogenic volatile organic carbon compounds*), que podem reagir com poluentes antropogênicos para formar aerossóis orgânicos secundários (CIRINO *et al.*, 2018; MIYAJI *et al.*, 2021).

Um destaque se deve ao trabalho de MARTIN *et al.* (2016) que acompanharam a emissão de plumas com BVOCs da floresta tropical e as alterações em seus ciclos devido à oxidação atmosférica e a influência dos poluentes, como consequência, o impacto gerado na relação dessas partículas com a atividade dos núcleos de condensação de nuvens e suas alterações nas propriedades das nuvens e por consequência, na precipitação. Em geral, as observações do experimento GoAmazon 2014/15 ilustram como o ciclo hidrológico, o balanço de radiação e a ciclagem de carbono podem ser afetados pelo desenvolvimento econômico atual e futuro e pela poluição sobre a floresta tropical amazônica⁹.

Esses mecanismos são intensificados pela turbulência atmosférica. O movimento dos poluentes na atmosfera é influenciado pelos processos de transporte e dispersão. O transporte refere-se ao movimento causado pelo fluxo médio do vento, enquanto a dispersão resulta da turbulência local que mistura os poluentes com o ar circundante. A diluição ocorre à medida que os poluentes são dispersos e misturados ao ar (YANG *et al.*, 2020).

A turbulência afeta o transporte e a dispersão de BVOCs e poluentes na atmosfera. Os movimentos turbulentos do ar podem transportar esses materiais particulados para longe de suas fontes de emissão, espalhando-os e misturando-os com o ar ambiente, afetando assim a concentração e a distribuição espacial desses compostos (ARTAXO *et al.*, 2005; FUENTES *et al.*, 2022). Isso pode ajudar a diluir a poluição e reduzir os impactos negativos na qualidade do ar.

A turbulência atmosférica também afeta a interação dos poluentes com os aerossóis atmosféricos, aumentando as chances de colisões entre os poluentes e as partículas de aerossol. Isso pode levar à absorção ou adsorção dos poluentes nas superfícies dos aerossóis (JANHÄLL, 2015). Essa interação pode influenciar a distribuição dos poluentes entre as fases gasosa e particulada na atmosfera (HILL; THOMAS, 1950; OLIVEIRA; FISCH, 2000; OLIVEIRA, 2017).

⁹ [ps://www.arm.gov/research/campaigns/amf2014goamazon](https://www.arm.gov/research/campaigns/amf2014goamazon)

3 MATERIAL E MÉTODOS

Foram utilizadas séries temporais turbulentas medidas na região Amazônica, oriundas do experimento GoAmazon 2014/15, amostradas a uma frequência de 20Hz.

3.1 Área de estudo

O experimento foi realizado em uma área de floresta primária da Reserva Biológica de Cuieiras (2.60191° latitude, 60.2093° longitude; 130m de altitude), também conhecida como ZF-2 (Zona Franca 2), distante 60 km ao norte de Manaus (BR-174), Amazonas, Brasil (Figura 36).

Mapa de Localização da área de estudo

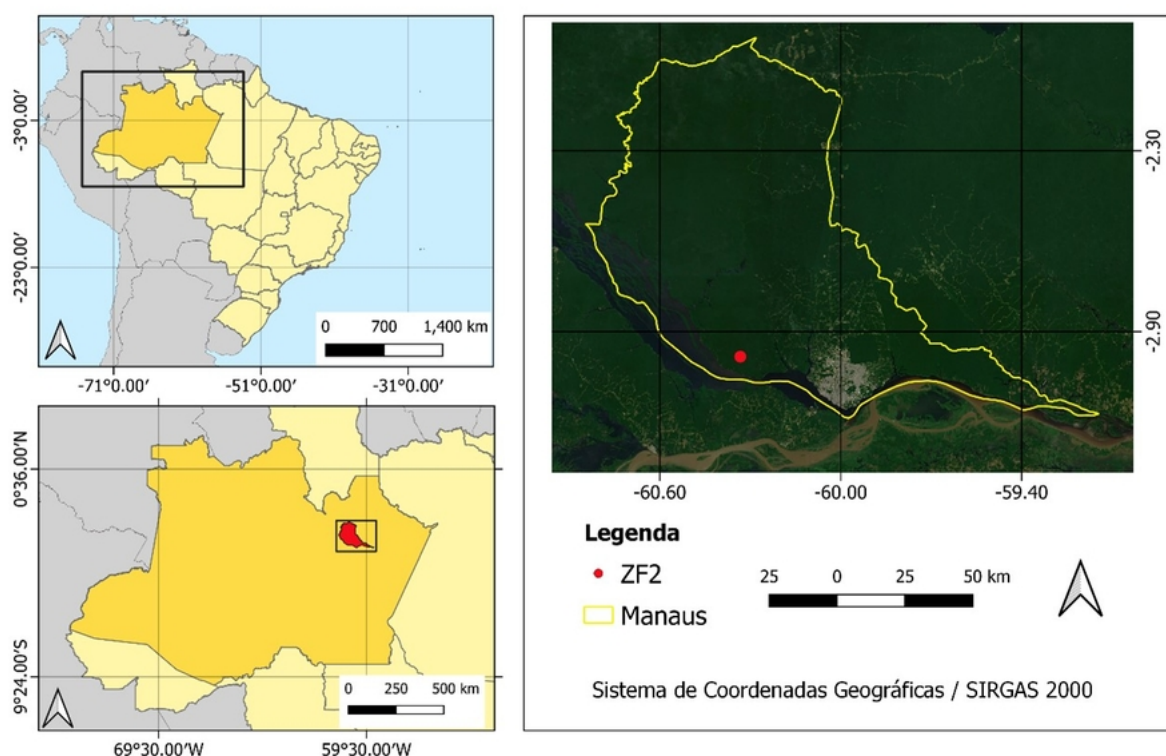


Figura 36 – Sentido anti-horário: localização do estado do Amazonas, destaque para a cidade de Manaus e dentro dela, ponto vermelho destacando a posição geográfica da ZF-2.

Elaborado pela autora.

Segundo a classificação climática de Köppen, a área estudada é do tipo Af (Clima Tropical Chuvoso de Floresta), o que significa que a precipitação anual excede a evapotranspiração anual (AYOADE, 1983), resultando em uma umidade constante ao

longo do ano. A temperatura média anual na região é de 26.68°C, enquanto a precipitação anual é de cerca de 2250 mm. A Reserva¹⁰ é caracterizada por florestas perenes de folhas largas, com uma cobertura vegetal de mais de 60% e altura superior a 2 metros, cujo dossel alcança uma altura entre 30-40m (MARQUES FILHO; DALLAROSA; PACHÊCO, 2005). A maioria das árvores e arbustos permanece verde durante todo o ano, e o dossel da floresta nunca fica sem folhagem verde. Essas características da região contribuem para a biodiversidade ecológica e a riqueza natural que existem na área.

Quanto ao projeto¹¹, o experimento Green Ocean Amazon (GoAmazon 2014/15) foi projetado para avaliar o impacto da poluição urbana de Manaus no entorno da floresta amazônica. A torre micrometeorológica, denominada K34, possui 50 m e está implantada em um platô de altitude média.

Segundo FUENTES (2016), foram instalados dez anemômetros sônicos 3D (modelo CSAT3, Campbell Scientific, Inc., Logan, Utah) que mediu as três componentes ortogonais da velocidade do vento (zonal u , meridional v e vertical w) e a temperatura virtual (T_v) do ar. As dez alturas distintas correspondem (em m): 48.2, 40.4, 34.9, 31.6, 24.5, 22.1, 18.4, 13.5, 7.0 e 1.0 (Figura 37) e coletados a uma frequência de amostragem de 20 Hz durante os meses de abril de 2014 a janeiro de 2015. Nesse estudo, foi utilizado dados coletados na altura de 48.2m.

¹⁰ <https://ameriflux.lbl.gov/sites/siteinfo/BR-Ma2>

¹¹ <https://lba2.inpa.gov.br/index.php/ultimas-noticias/165-semin%C3%A1rio-experimento-go-amazon-lba-resultados-e-perspectivas-futuras.html>

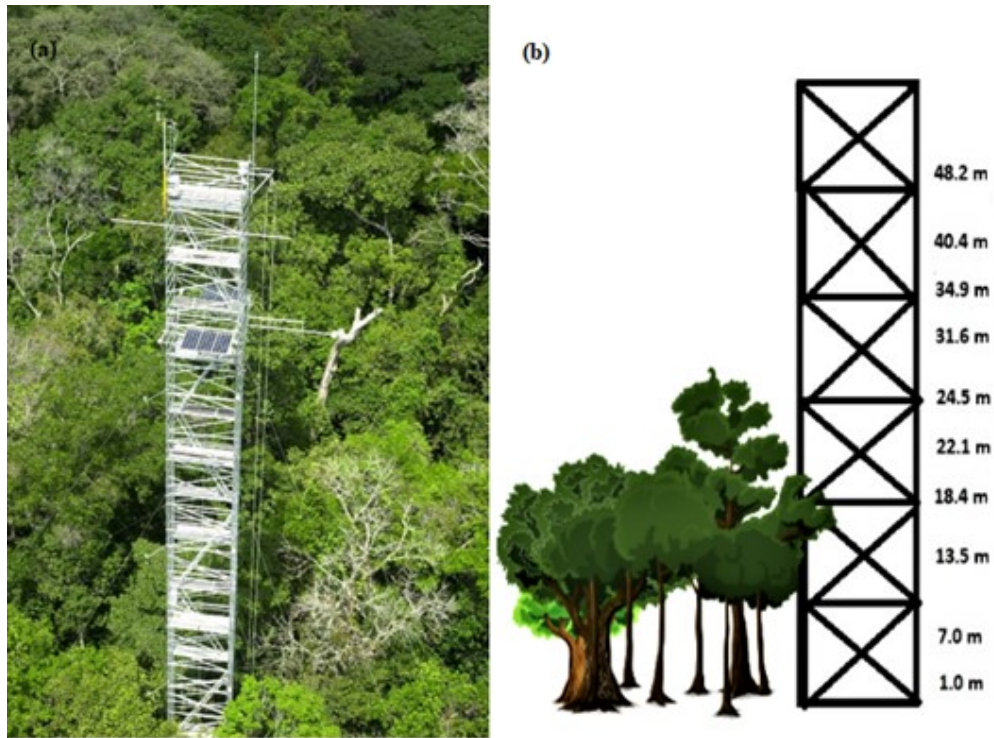


Figura 37 – (a) Foto da torre micrometeorológica. (b) Esquemática da disposição dos equipamentos.

Fonte: (a) <https://lba2.inpa.gov.br/index.php/estacoes-de-pesquisa/zf-2-manaus/miss%C3%A3o-hist%C3%B3ria.html> (b) Elaborado pela autora.

3.2 Processamento e análise de dados

A escolha do dia para análise nessa pesquisa foi baseado na intenção de selecionar um período que contivesse os três regimes de turbulência previamente classificados por SUN *et al.* (2012).

3.2.1 Tratamento de dados

Inicialmente, os dados diários foram filtrados utilizando o filtro passa-alta de Butterworth com frequência de corte normalizada de $0.02(x \pi rad/amostra)$, a função de transferência utilizada neste tratamento foi a praticada na biblioteca do software Matlab:

$$H(s) = \frac{s^2}{s^2 + \sqrt{2}s + 1} \quad (3.1)$$

O uso do filtro passa-alta procura eliminar as oscilações de baixa frequência do sinal original. Essa técnica é implementada para atenuar os efeitos de mesoescala no transporte turbulento, como destacado por VICKERS e MAHRT (2003). Eles afirmam

que o transporte de mesoescala nos cálculos dos fluxos pode degradar as relações de similaridade de MO (Monin-Obukhov).

Após a aplicação do filtro, foi realizada a abordagem teórica para a classificação do regime de turbulência noturna por meio da teoria HOST. Seguindo a metodologia proposta por SUN *et al.* (2012), para dados noturnos, calculou-se a energia cinética turbulenta e a velocidade do vento para cada intervalo de 5 minutos de dados, para os períodos entre 0h e 5h e 19h e 0h, na altura de 48.2 m. Como os dados foram coletados a uma frequência de 20 Hz, cada ponto no espaço de fase corresponde a uma série temporal com 6000 pontos de comprimento.

A energia cinética foi calculada por meio da equação:

$$E_{ECT} = \left[\frac{1}{2} (\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2) \right]^{\frac{1}{2}} = \sqrt{ECT} \quad (3.2)$$

Onde σ representa o desvio padrão de cada componente do vento, (u, v, w) . A média do vento, $V = |V|$, foi calculada por meio da equação $V = (u^2 + v^2)^{1/2}$. Em seguida, para a construção do espaço de fase, foram plotados os valores de $E_{ECT} \times V$.

Durante o processo de seleção do dia juliano (DJ) a ser estudado nessa pesquisa, foi constatado que nem todas as noites da campanha GoAmazon 2014/15 apresentaram as relações de turbulência caracterizada pela teoria HOST. De fato, um estudo conduzido por Yus-Díez *et al.* (2019) verificou a mesma situação ao analisar os dados coletados durante a campanha BLLAST, e afirmaram que tal padrão foi observado apenas em noites com uma camada limite estavelmente estratificada, correspondendo a noites de bom tempo e céu claro.

A partir do espaço de fase, foram selecionados dois períodos dentro de cada regime turbulento. Para o regime 2, os intervalos 23:30-23:35 e 23:35-23:40, para o regime 3, os intervalos 23:40-23:45 e 23:45-23:50 e para o regime 1, os intervalos entre as 23:50-23:55 e 23:55-00:00.

Para a análise dos regimes, foram utilizados os dados de E_{ECT} , V e T_V . Após as escolhas das séries temporais, elas passaram pelo teste de estacionariedade utilizando os testes estatísticos ADF e KPSS. Os testes empregados para avaliar a estacionariedade operam com pressupostos opostos e podem ser considerados como ferramentas complementares. Para uma tomada de decisão mais robusta e confiável, é altamente recomendável realizar ambos os testes. Quando a hipótese nula do teste ADF é rejeitada e a do KPSS é aceita, há evidências sólidas de que a série é estacionária. Por outro lado, se a hipótese nula do teste ADF for aceita e a do KPSS for rejeitada, isso sugere que a série é não estacionária. Essa abordagem combinada fornece uma análise mais abrangente da estacionariedade da série de dados.

Para as séries temporais não estacionárias e com o objetivo de separar os fenô-

menos de mesoescala daqueles das escalas turbulentas, foi aplicada a DWT, utilizando as famílias wavelets db1 (Haar), db2, db3, db4 e db6, com até 7 canais de decomposições. A principal finalidade foi preservar as estruturas coerentes das séries temporais e estacionarizá-las. Dessa forma, foi realizada a convolução da série temporal $x(n)$ com os coeficientes de filtro g e h (Equação 3.3), e depois, realizou-se a downsampling em um fator de 2 (Equação 3.4). Nas equações, cA representa o coeficiente de aproximação e cD representa o coeficiente de detalhes. O parâmetro j indica o nível de decomposição e pode variar de 0 a J , onde J é o número máximo de níveis de decomposição possíveis.

$$\begin{aligned} cA(j+1) &= x(n) \cdot g(n) \\ cD(j+1) &= x(n) \cdot h(n) \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} cA(j) &= \text{downsampling}(cA(j+1)) \\ cD(j) &= \text{downsampling}(cD(j+1)) \end{aligned} \quad (3.4)$$

O sinal original $x(n)$ pode ser recuperado por meio da reconstrução inversa da DWT, utilizando os coeficientes de filtro inversos g e h . Porém, para estacionarizar a série temporal, os coeficientes de detalhes em níveis menores que o valor J escolhido, foram somados e em seguida, a sua média foi subtraída, originando a nova série temporal, utilizada para a reconstrução do atrator caótico.

É necessário salientar que a discussão quanto ao melhor filtro a ser aplicado aos dados turbulentos é objeto de pesquisa de décadas, trabalhos propostos por FARGE *et al.* (1990), FARGE (1992), ZHUANG e BARAS (1994), CAMUSSI e GUJ (1997) são alguns exemplos de referência quanto ao assunto. Longe de aprofundar tal discussão, mas justificando que a escolha pelos filtros Daubechies, deve-se as vastas famílias das ‘db’, uma vez que possuem filtro ortonormal, como a família db1- Haar, quando a preservação da energia do sinal é importante, até as demais famílias ortogonais, quando a localização no domínio do tempo e frequência do sinal são mais importantes que a possível compressão dos dados.

Também há uma intensa linha de pesquisa voltada a filtragem de dados e medidas de entropia, tanto que BULUSU e PLESNIAK (2015) ao pesquisar a wavelet ótima a ser utilizada para detectar estruturas coerentes, em conjunto com a ‘entropia de decomposição’ buscou o melhor filtro quando os coeficientes do sinal transformado representaram melhor o sinal original, em conjunto com a minimização da entropia.

Assim, devido à mudança no sinal turbulento, foram calculados os valores da entropia para as séries temporais original e a estacionarizada, visto que, há uma mudança na complexidade e organização do sinal turbulento, quantificando assim o

aumento ou diminuição da entropia devido à transformação do sinal (URUBA, 2019; WIJESEKERA; DILLON, 1997). Assim, a entropia de informação de Shannon foi calculada a partir da equação:

$$H = - \sum p(x) \log_2 p(x) \quad (3.5)$$

Onde H é a entropia, $p(x)$ é a probabilidade de ocorrência de um determinado valor x na série temporal e $\log_2$ é o logaritmo na base 2. A entropia de Shannon pode ser usada para detectar mudanças na complexidade e organização das estruturas turbulentas ao longo do tempo. Por exemplo, em um fluxo turbulento, a entropia pode aumentar quando há uma maior presença de estruturas turbulentas, indicando maior complexidade e desordem. Por outro lado, a entropia pode diminuir quando as estruturas turbulentas se organizam em padrões mais estáveis, indicando maior ordem (ZITIS, 2023; TAO; WU, 2019).

Ainda, visando caracterizar os regimes, foram verificadas a densidade do espectro de potência para as variáveis estudadas, obtendo informações quanto a distribuição de energia em diferentes escalas de comprimento e tempo. Assim, foram analisados os espectros de potência de sinais utilizando duas técnicas, a FFT (Fast Fourier Transform) e Pwelch (Power Spectral Density Welch). O uso de ambas se deve as suas diferenças. Na FFT, o sinal é dividido em segmentos de comprimento fixo e aplicada diretamente a cada segmento. Isso é útil para sinais estacionários no tempo, ou seja, que não mudam significativamente a sua estatística temporal (STOICA; MOSES, 1997; HAYES, 1996). Já o método Pwelch utiliza uma janela deslizante para dividir o sinal em segmentos sobrepostos, os quais são então suavizados com uma janela de função para reduzir os efeitos de ‘vazamento’ devido à janela. Isso é útil para sinais que apresentam variações significativas em suas estatísticas ao longo do tempo, como a turbulência atmosférica (WELCH, 1967). A equação do espectro de potência, FFT é dado por:

$$P(f) = \frac{1}{T} |F(f)|^2 \quad (3.6)$$

onde $P(f)$ é o espectro de potência para uma frequência f , T é o tempo total de amostragem dos dados, e $F(f)$ é a Transformada de Fourier do sinal amostrado.

E a equação do método Pwelch é dada por:

$$P_{welch}(f) = \frac{1}{M \cdot S} \sum_{k=1}^S \left| \sum_{n=1}^M w(n) \cdot x(k \cdot D + n) \cdot e^{-j2\pi f n} \right|^2 \quad (3.7)$$

$P_{welch}(f)$ é o espectro de potência para uma frequência f , M é o comprimento da janela aplicada ao sinal, S é o número de segmentos de janela no sinal, D é o deslocamento entre as janelas adjacentes, $x \cdot (k \cdot D + n)$ é o sinal amostrado no índice n

do segmento k da janela, $w(n)$ é a função de janela aplicada ao segmento de janela de comprimento M .

A Figura 38 mostra esquematicamente o tratamento aplicado aos dados. Daqui em diante, dados filtrados é equivalente a dados originais ou séries temporais originais. Da mesma forma, os dados filtrados, processados utilizando as DWT até se tornarem estacionarizados, serão chamados de dados estacionários ou séries temporais estacionarizadas.

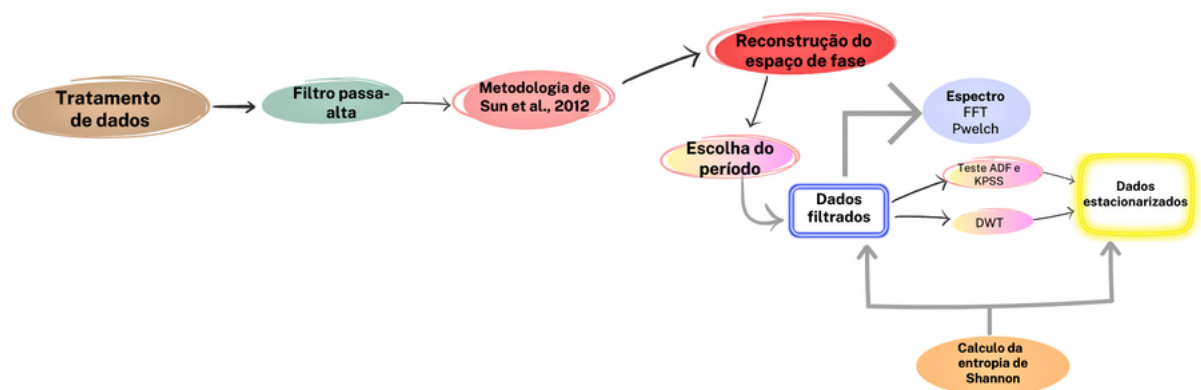


Figura 38 – Esquema mostrando os procedimentos realizados para o tratamento e o processamento inicial dos dados. Siglas: FTT (Espectro de Potência utilizando a transformada rápida de fourier), Pwelch (Densidade do Espectro de Potência utilizando Welch), ADF (teste aumentado de Dickey-Fuller), KPSS (Kwiatkowski-Phillips-Schmidt-Shin) e DWT (Transformada de Wavelet Discreta).

Elaborado pela autora.

Além disso, também foram plotados os gráficos de autocorrelação a fim de visualizar graficamente o qual rápido ou não a série temporal se aproxima de zero, visto que, esta medida pode ser utilizada para afiançar, além da estacionariedade da série temporal, a presença de padrões na turbulência atmosférica em diferentes escalas de tempo. Assim, o primeiro mínimo na função de autocorrelação pode revelar informações importantes sobre a estrutura e a periodicidade do sinal. Por exemplo, em sinais periódicos, pode corresponder ao período fundamental do sinal, indicando o intervalo em que ocorre a repetição dos padrões. Se a autocorrelação de uma série temporal não se aproximar de zero rapidamente, sugere a sua não estacionariedade, ou seja, seus momentos estatísticos (média, variância etc.) podem mudar com o tempo. Por exemplo, se uma série temporal de velocidade do vento apresenta autocorrelação significativa em um intervalo de tempo curto, isso pode indicar a presença de estruturas turbulentas coerentes na escala de tempo correspondente. Por outro lado, se a autocorrelação diminui rapidamente para intervalos de tempo mais longos, pode indicar a presença de turbulência aleatória e uma falta de estruturas coerentes em escalas de tempo mais

longas, uma melhor discussão pode ser encontrada em DAVIES e YULE (1975), cap. 3 e WEBB (1955).

Em seguida, foi calculada a significância estatística por meio da Estatística de Correlação de Kendall (τ) cuja medida é utilizada para quantificar a correlação entre duas variáveis ordinais (neste caso, a série temporal com ela mesma), medindo assim a concordância ou discordância entre as classificações das duas variáveis, cujo valor pode variar de -1 a 1, sem a necessidade de pressupostos quanto a sua distribuição.

3.2.2 Processamento e análise de dados

A reconstrução do atrator caótico foi realizado utilizando as séries temporais já estacionarizadas. Inicialmente, foi calculado a AMI para as séries temporais, a fim de calcular o atraso temporal, τ e a FNN, a fim de encontrar o valor de imersão de incorporação, para em seguida, reconstruir o atrator e calcular o valor do expoente de Lyapunov.

Foi calculada a dimensão do atrator caótico a partir da correlação integral. Para isso, aplicou-se o algoritmo de tal forma que a dimensão de imersão para as pseudo-fases variasse de 1 a 10. Ressalte-se que a dimensão do atrator é obtido através do método dos mínimos quadrados. Para validar o resultado obtido, o mesmo procedimento foi realizado para a série temporal ‘surrogate’, cujo embaralhamento foi realizado como explicado no tópico 2.10.1. Na Figura 39 está apresentado esquematicamente os procedimentos adotados para a reconstrução do atrator caótico.

Inicialmente, utilizou-se o algoritmo de Kantz (R. HEGGER, H. KANTZ, 1999) para estimar o valor médio da menor taxa de divergência do atrator, conforme justificado em 2.12. Foram realizadas 400 iterações com duas dimensões de incorporação, com o objetivo de verificar a presença de divergência nas trajetórias do atrator. Em seguida, calculou-se o valor do maior expoente de Lyapunov por meio do algoritmo de Wolf et al (1985), utilizando 1000 iterações. É importante destacar que para obter o maior valor para expoente de Lyapunov utilizando o algoritmo de Kantz, são necessários cálculos com múltiplas dimensões de incorporação e testes de estabilidade.

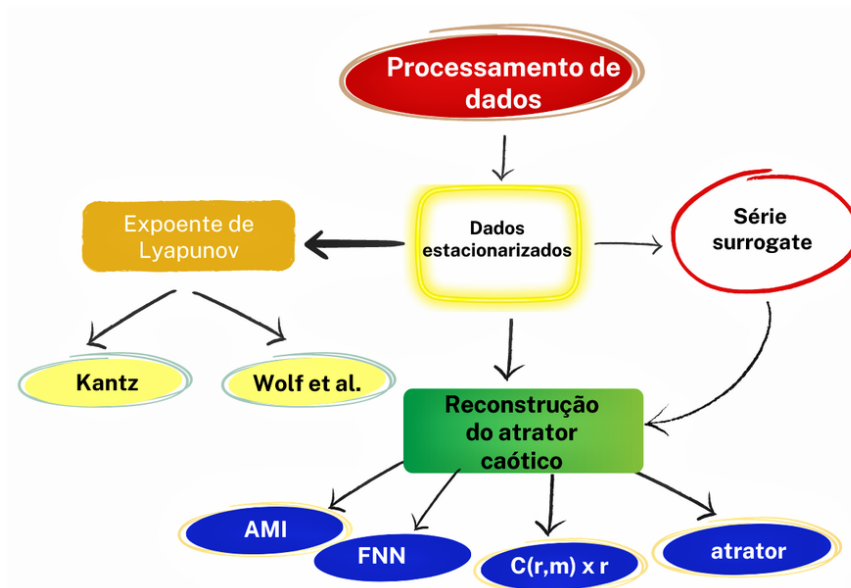


Figura 39 – Esquema mostrando os procedimentos a serem adotados para calcular a dimensão do atrator e o valor do expoente de Lyapunov e assim confirmar ou não a caoticidade da série temporal. Siglas: AMI (Média da informação mútua para calcular o atraso temporal) e FNN (Número de falsos vizinhos para calcular a dimensão de imersão).

Elaborado pela autora.

Por fim, foram aplicados aos dados a análise visual RPe a quantificação dessas características por meio do RQA. Por ser uma metodologia que não exige pressupostos de linearidade ou estacionariedade, permitindo a identificação de padrões não lineares na série temporal, esse método foi aplicado somente para a série original.

Os autores MARWAN, THIEL e NOWACZYK (2002) justificam a importância da normalização da série temporal, X , em relação à amplitude, antes de aplicar a técnica dos RPs e RQA. A normalização foi realizada utilizando a equação 3.8:

$$X_{norm} = \frac{X - X_{min}}{X_{max} - X_{min}} \quad (3.8)$$

Ao calcular X_{norm} , cada valor da série temporal é transformado para um valor normalizado entre 0 e 1, consoante a sua posição relativa na amplitude total da série. Em seguida, a partir de X_{norm} são calculados o atraso temporal, τ , pelo método AMI, a dimensão de imersão, m , pelo método FNN e para calcular o valor de ϵ , por se tratar de dados não-estacionários, MARWAN *et al.* (2007) sugere que o valor esteja relacionado aos pontos de recorrência em relação ao tamanho total do espaço de fase, ou seja, o valor escolhido de 1% da densidade de pontos da taxa de recorrência (RR), porém, como sugerido por WEBBER e ZBILUT (2005), o valor utilizado variou entre 1% e 5% sendo ajustado conforme o resultado do RP. Em seguida foram calculadas as medidas de RQA descritas no tópico 2.14. Para essa finalidade foi utilizado a caixa

de ferramentas implementado em Matlab *Tool box of recurrence plot and recurrence quantification analysis*¹²

Na Figura 40 está esquematizado os procedimentos adotados para a obtenção dos RPs e RQA para as séries temporais originais.



Figura 40 – Esquema do processamento de dados para a geração dos gráficos de recorrência e cálculo para seis medidas de análise de quantificação de recorrência. Siglas: FNN (Número de falsos vizinhos), AMI (Média da informação mútua), ε (valor limite definido a partir do gráfico de recorrência) e RQA (Análise de quantificação de recorrência).

Elaborado pela autora.

¹² Hui Yang (2023). Tool box of recurrence plot and recurrence quantification analysis (<https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/58246-tool-box-of-recurrence-plot-and-recurrence-quantification-analysis>), MATLAB Central File Exchange.

4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

4.1 Teoria HOST

A Figura 41 corresponde ao espaço de fase, com a separação dos regimes de turbulência para o DJ 102 de 2014. Foi selecionado o intervalo de tempo entre 23h30 e 00h00 (Hora Local), com medições realizadas a uma altura de 48.2 m. O regime 2 está representado pelos círculos azuis, o regime 3 pelos círculos vermelhos e o regime 1 pelos círculos pretos. Os círculos preenchidos em amarelo correspondem a esse intervalo de interesse, sendo dois conjuntos de dados para cada regime turbulento com duração de 5 minutos.

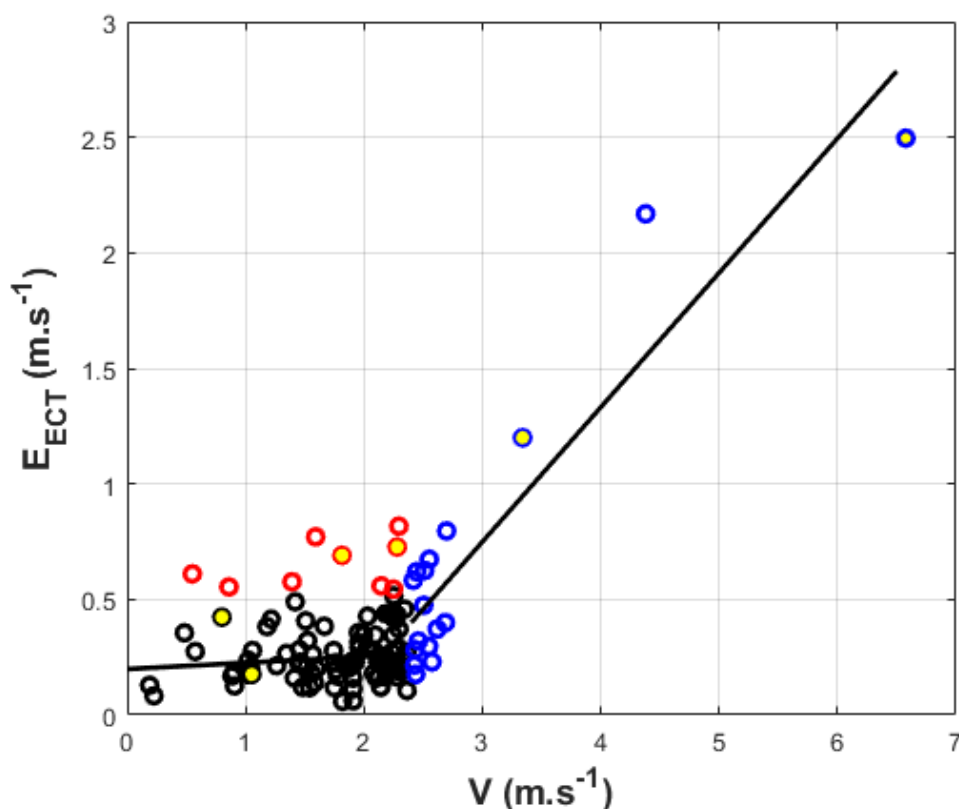


Figura 41 – Representação esquemática dos regimes turbulentos pautados na teoria HOST (Sun et al., 2012), para o DJ 102 da campanha GoAmazon 2014/15. Pontos em: azul (regime 2), vermelho (regime 3) e preto (regime 1). Pontos preenchidos na cor amarelo correspondem aos intervalos analisados.

Foram analisadas três variáveis a partir dos dados coletados: a velocidade do vento (V), a energia cinética turbulenta (E_{ECT}) e a temperatura virtual (T_V). As figuras 42, 43 e 44 mostram o comportamento dessas variáveis ao longo do tempo, para cada 5 minutos, plotados em cores distintas para facilitar a visualização da variabilidade de

cada regime. Como dito anteriormente, o regime 2 foi identificado entre 23h30 e 23h40, enquanto o regime 3 entre 23h40 e 23h50. Já o regime 1 ocorreu entre 23h50 e 00h00.

Para identificar as séries, a nomenclatura adotada foi: V1, E1 e T1 (23:30-23:35 - regime 2), V2, E2, T2 (23:35-23:40 - regime 2), V3, E3, T3 (23:40-23:45 - regime 3), V4, E4, T4 (23:45-23:50 - regime 3), V5, E5, T5 (23:50-23:55 - regime 1) e V6, E6, T6 (23:55-00:00- regime 1).

Nas figuras 42, 43 e 44, as medidas relacionadas ao regime 2 estão coloridas em azul (23:30-23:35) e vermelho (23:35-23:40). SUN *et al.* (2012) afirmam que o regime 2 é caracterizado por forte turbulência, quando a velocidade do vento excede o valor de limite. A velocidade limite do vento marca a transição acima da qual a camada limite se aproxima de condições quase neutras, onde a mistura turbulenta reduz substancialmente a estratificação e as flutuações térmicas. Isso pode ser observado nos gráficos das Figuras 42 e 44, onde os dados de V e T_V estão apresentadas. Ao verificar os dados em vermelho (Figura 42), é possível observar a relação entre maior V , maior E_{ECT} (Figura 43) e menor T_V , ou seja, quando a energia cinética turbulenta aumenta, junto aumenta a velocidade do vento e a temperatura tende a diminuir. Isso ocorre porque durante a noite, a superfície da Terra perde calor por radiação, resfriando a camada próxima a ela. Quando o vento sopra sobre essa camada, a energia cinética turbulenta é gerada através do cisalhamento do vento e ajuda a misturar a camada de ar frio com ar mais quente acima dela. Isso resulta em um aumento da velocidade do vento e da energia cinética turbulenta, mas também em um resfriamento geral da camada limite noturna.

É possível que essa característica esteja relacionada a fenômenos de rajadas de vento. NOGUEIRA (2008a), observou durante a análise dos dados coletados em 2003 para a floresta de Caxiuanã, que durante a ocorrência de rajadas, houve simultaneamente a queda na temperatura, o mesmo foi observado nessa pesquisa.

Isso pode ocorrer, por exemplo, devido a ventos fortes em altitudes elevadas ou a processos atmosféricos que geram instabilidades verticais, como a formação de nuvens convectivas. No entanto, é preciso ressaltar que são necessários estudos voltados para a caracterização desse regime na atmosfera tropical continental. Perturbações na camada limite atmosférica geram variações na velocidade e direção do vento, contribuindo para a ocorrência de turbulência moderada ou forte (AS; BROEKE; HELSEN, 2007).

Ainda analisando o mesmo regime, linhas azuis, é evidente que há um aumento da E_{ECT} quando ocorre o aumento na velocidade, mas T_V ainda está iniciando seu processo de resfriamento, tanto que é verificável uma tendência de queda da temperatura nesse intervalo de tempo. Para elucidar essa ocorrência, verificou-se que o regime anterior a esse período foi o regime 3. E o regime sucessor, como já dito, de 23:35 a

23:40 foi a manutenção do regime 2, porém com menores valores de T_V , uma vez que há manutenção de altos valores da E_{ECT} .

As variáveis plotadas em verde e rosa estão relacionadas ao regime 3 (intermitente), caracterizado por turbulência moderada, que ocorre quando a turbulência de cima para baixo irrompe esporadicamente no regime de turbulência fraca (SUN et al., 2012). SUN *et al.* (2016), ao revisitar os resultados obtidos em Sun et al. (2012), justifica as diferenças de declividade entre os regimes 1 e 2 em função da energia turbulenta, colocando em cheque se o regime 3 é mesmo um terceiro regime turbulento. Porém, nessa pesquisa, foi identificado seguindo as caracterizações da teoria HOST, o regime 3, entre os períodos identificados como regime 2 e 1. Ao plotar as séries temporais, como esperado, o regime 3 está entre esses regimes para as variáveis V e E_{ECT} , mas, para T_V (Figura 44) as séries não estão marcadamente separadas.

Observando o desenvolvimento das variáveis ao longo do tempo, é possível identificar que tanto a V quanto a E_{ECT} estão em níveis intermediários entre os regimes 1 e 2. Isso é comprovado no próprio gráfico. No entanto, a T_V medida nesse período foi a menor, com valores próximos ao regime 2 que nomeamos de “desenvolvido” (23:35 - 23:40).

O regime 1 está relacionado à turbulência fraca, quando a velocidade do vento é inferior ao valor limite. A força dos pequenos redemoinhos de turbulência está correlacionada com o cisalhamento local e fracamente relacionada à estratificação local. Isso significa que os vórtices não conseguem produzir grandes variações de velocidade e direção do vento. O baixo cisalhamento do vento e a estabilidade atmosférica limitam a produção de energia cinética turbulenta, reduzindo a intensidade da turbulência na camada limite noturna, portanto, a mistura vertical. Como resultado, a temperatura aumenta na camada limite noturna, pois há menos troca de ar quente e frio entre a superfície e a atmosfera livre. Essa ocorrência é encontrada nos dados relacionados ao regime 1, plotados nas cores turquesa e preta.

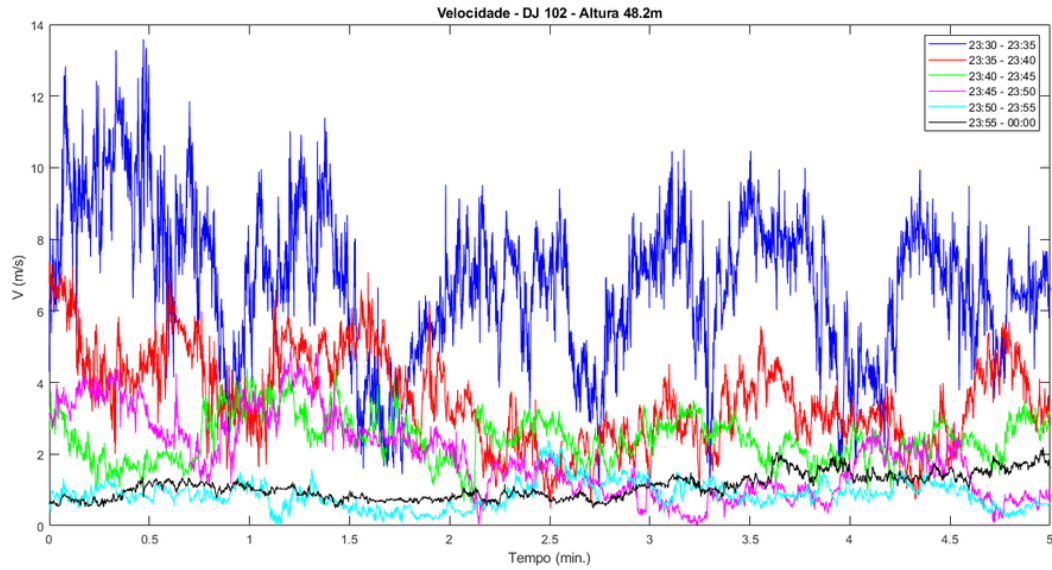


Figura 42 – Dados de V para cada 5 minutos referentes aos regimes 1, 2 e 3 classificados por Sun et al. (2012). V1: linha azul (23:30 - 23:35), V2: linha vermelha (23:35 - 23:40), V3: linha verde (23:40 - 23:45), V4: linha rosa (23:45 - 23:50), V5: linha turquesa (23:50 - 23:55) e V6: linha preta V6 (23:55 - 00:00).

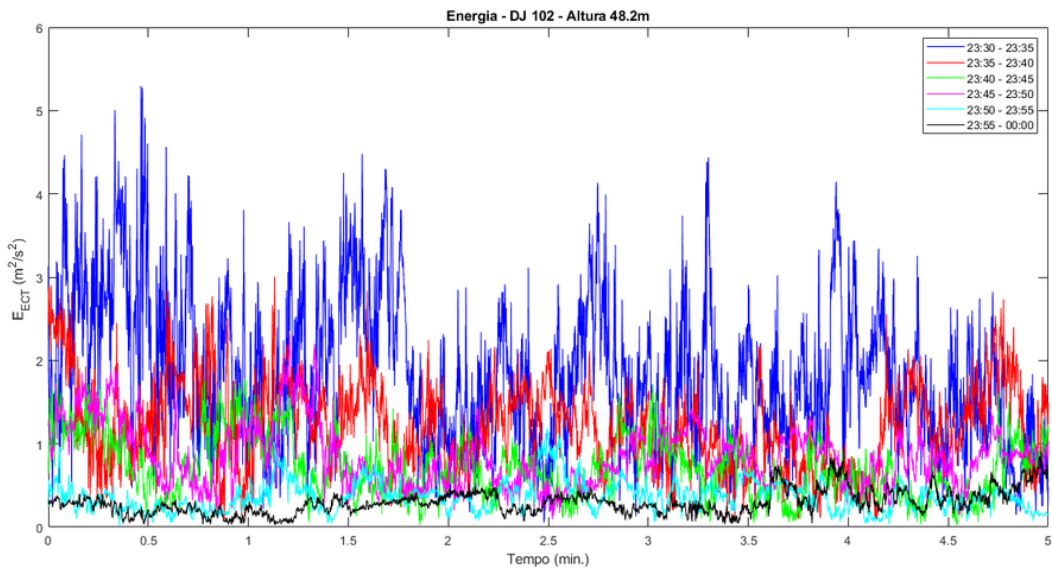


Figura 43 – Dados de E_{ECT} para cada 5 minutos referentes aos regimes 1, 2 e 3 classificados por Sun et al., (2012). E1: linha azul (23:30 - 23:35), E2: linha vermelha (23:35 - 23:40), E3: linha verde (23:40 - 23:45), E4: linha rosa (23:45 - 23:50), E5: linha turquesa (23:50 - 23:55) e E6: linha preta (23:55 - 00:00).

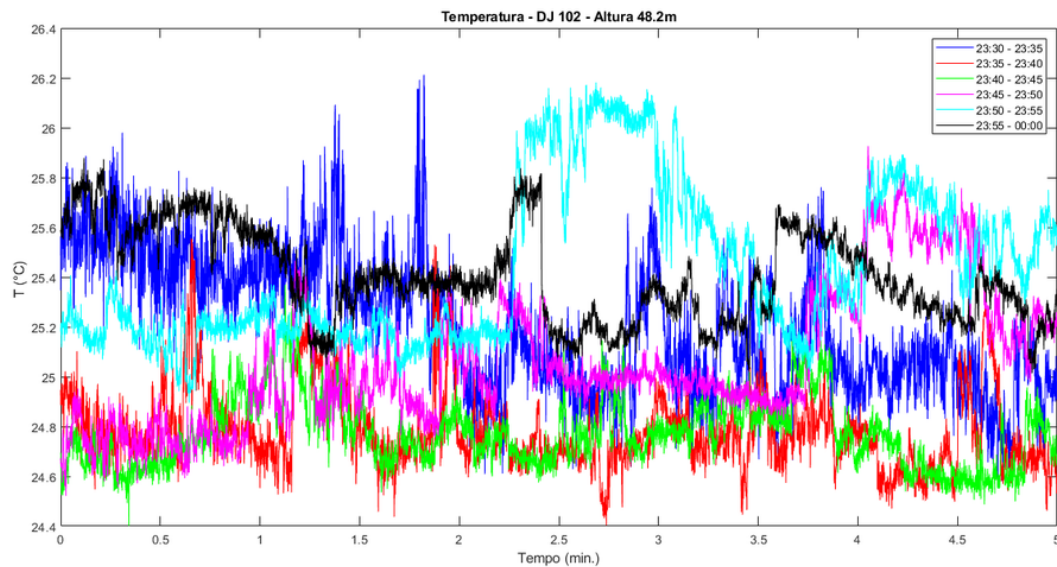


Figura 44 – Dados de T_V para cada 5 minutos referentes aos regimes 1, 2 e 3 classificados por Sun et al., (2012). T1: linha azul (23:30 - 23:35), T2: linha vermelha (23:35 - 23:40), T3: linha verde (23:40 - 23:45), T4: linha rosa (23:45 - 23:50), T5: linha turquesa (23:50 - 23:55) e T6: linha preta (23:55 - 00:00).

Durante a inspeção visual nos gráficos das Figuras 42, 43 e 44, é nítido a ocorrência de mudanças bruscas nos regimes. Em seus estudos, FARIAS (2017) utilizou a metodologia proposta por DAKOS *et al.* (2008) para a detecção de fenômenos extremos na CLN acima da floresta amazônica, a fim de prever alguns dos fenômenos extremos precedidos por um processo típico de CSD (Critical Slowing Down, em português, amortecimento crítico) que ocorre devido a um ponto de ruptura (tipping point) cujo sistema muda drasticamente de comportamento em resposta a uma pequena mudança em suas condições.

O processo de CSD acontece em sistemas dinâmicos complexos quando eles se aproximam de um ponto crítico de transição, tornando-se mais lentos em sua recuperação após perturbações, o que pode indicar uma maior probabilidade de ocorrência de eventos extremos (DAKOS *et al.*, 2012). Uma hipótese baseada nessa teoria sobre os dados de V levantada nessa pesquisa, é a existência de um processo de amortecimento, uma vez que a série temporal completa, com 30 minutos de dados, perpassa do regime 2 para o regime 1 após 10 minutos, considerando o final do regime 2 “desenvolvido” (23:40) e o início do regime 1 (23:50), é certo que esses valores estão dentro da média realizada para separar os regimes no espaço de fase, podendo o mesmo ter ocorrido antes ou após esse período, justamente devido aos pontos de ruptura dispostos ao longo dos 30 minutos analisados.

FARIAS (2017) analisou séries temporais com horas de dados coletados do

projeto GoAmazon 2014/15, identificando que o momento precursor para a virada de regime ocorria até alguns minutos antes. Fazendo um paralelo, é possível que picos e vales acentuados nos gráficos das séries temporais sejam os pontos de ruptura, “permitindo” justamente que o sinal mais intenso na série temporal caracterize o regime com a identidade (1, 2 ou 3).

O perfil geral da variação temporal das três variáveis consiste numa diminuição nos valores de ECT e V ao longo do tempo, com a temperatura se comportando de maneira mais complexa: experimentando um resfriamento inicial e, depois, um aquecimento. Esse fato indica que, possivelmente, entre as transições dos regimes da teoria HOST, na segunda metade do período estudado, houve uma dissipação térmica de energia, com a energia cinética do ar se transformando em energia térmica, possivelmente num processo adiabático. Daí o aquecimento final.

4.2 Teste de estacionariedade

Em seguida, foram realizados os testes de estacionariedade nas séries temporais. Os resultados podem ser conferidos nas Tabelas 2, 3 e 4. No geral, as séries temporais analisadas não apresentaram estacionariedade nos dois testes. Os valores de p acompanhado de (*) para as séries de foram as séries que apresentaram estacionariedade no teste ADF. No entanto, a não-estacionariedade pode estar relacionado à falta de padrões consistentes devido flutuações irregulares e imprevisíveis. A ocorrência de vórtices e flutuações turbulentas afetam as propriedades da série temporal. Como visto anteriormente, as flutuações na velocidade do vento, por exemplo, podem ser influenciadas por mudanças nas condições atmosféricas, como a intensificação ou enfraquecimento do cisalhamento do vento, variações na estabilidade atmosférica e mudanças na rugosidade da superfície, influenciando os regimes turbulentos.

Tabela 2 – Tabela com os resultados do teste de hipótese para as séries temporais de V, indicando ou não se é estacionária. Caso p -valor $< 0.05^*$, a hipótese nula é rejeitada.

V	ADF - p_valor	KPSS - p_valor
Regime 2 - 23:30-23:35	0.0028*	0.01
Regime 2 - 23:35-23:40	0.0046*	0.01
Regime 3 - 23:40-23:45	0.0682	0.01
Regime 3 - 23:45-23:50	0.0297*	0.01
Regime 1 - 23:50-23:55	0.0088*	0.01
Regime 1 - 23:55-00:00	0.2235	0.01

Tabela 3 – Tabela com os resultados do teste de hipótese para as séries temporais de E_{ECT} , indicando ou não se é estacionária. Caso $p\text{-valor} < 0.05^*$, a hipótese nula é rejeitada.

E_{ECT}	ADF - $p\text{-valor}$	KPSS - $p\text{-valor}$
Regime 2 - 23:30-23:35	0.001*	0.01
Regime 2 - 23:35-23:40	0.001*	0.01
Regime 3 - 23:40-23:45	0.001*	0.01
Regime 3 - 23:45-23:50	0.0012*	0.01
Regime 1 - 23:50-23:55	0.001*	0.01
Regime 1 - 23:55-00:00	0.0012*	0.01

Tabela 4 – Tabela com os resultados do teste de hipótese para as séries temporais de T_V , indicando ou não se é estacionária. Caso $p\text{-valor} < 0.05^*$, a hipótese nula é rejeitada.

T_V	ADF - $p\text{-valor}$	KPSS - $p\text{-valor}$
Regime 2 - 23:30-23:35	0.5601	0.01
Regime 2 - 23:35-23:40	0.5902	0.01
Regime 3 - 23:40-23:45	0.6205	0.01
Regime 3 - 23:45-23:50	0.6714	0.01
Regime 1 - 23:50-23:55	0.6676	0.01
Regime 1 - 23:55-00:00	0.5951	0.01

4.3 Aplicação da função autocorrelação aos dados

Outra ferramenta, a análise da autocorrelação, pode fornecer informações sobre a turbulência atmosférica. Por ser uma medida estatística que avalia a dependência linear entre os valores em diferentes pontos de uma série temporal, ao aplicá-la a uma série temporal turbulenta, podem ser extraídas informações quanto a presença de padrões repetitivos. Assim, o primeiro mínimo pode indicar mudanças ou transições no sinal. Quando há uma autocorrelação significativa, sugere que os dados exibem padrões de repetição ou regularidades em relação ao tempo.

No contexto dos dados micrometeorológicos noturnos, pode indicar a presença de fenômenos atmosféricos que exibem uma certa periodicidade durante a noite. Um desses fenômenos pode estar relacionado a oscilações direcionais do vento horizontal conhecidos como meandro do vento (SILVEIRA *et al.*, 2018) ou “wind meandering” em inglês, o qual é um fenômeno atmosférico ocorrendo em escalas espaciais relativamente

pequenas, caracterizado por oscilações ou curvas irregulares nos padrões de vento em determinadas áreas.

Segundo MORTARINI e ANFOSSI (2015), MORTARINI *et al.* (2013); SILVEIRA *et al.* (2018), existem dois critérios para considerar a ocorrência de meandro, além da condição de vento fraco. O primeiro é que a taxa (em módulo) entre o parâmetro de ajuste da função de autocorrelação devem ser maior ou igual a 1 e o segundo critério é verificar a existência de lóbulos negativos na função de autocorrelação para as variáveis u e v do vento (SILVEIRA *et al.*, 2018). Lembrando que nessa análise, as séries temporais de velocidade V foram calculadas utilizando ambas as velocidades, $V = (u^2 + v^2)^{1/2}$. Na Figura 45, observando o comportamento da função de autocorrelação, se considerarmos V1, V3 e V5 como a primeira fase relacionada ao regime turbulento, é possível visualizar os lóbulos negativos na autocorrelação das séries, o que não ocorre na fase “desenvolvida” do fenômeno, V2, V4 e V6.

Dessa forma, uma hipótese levantada é que na “primeira fase” do regime turbulento, há uma significativa variação na direção do vento. Essa variação pode ser influenciada pelas condições de temperatura e pressão atmosférica, uma vez que o vento pode sofrer desvios e alterações em sua direção e velocidade. Como resultado, correntes de vento com trajetórias sinuosas podem se formar, seguindo um padrão de ondulação ou serpenteamento ao longo da superfície terrestre. Essa complexidade no comportamento do vento pode estar associada a fenômenos como meandros de vento, sendo mais comuns em regiões com topografia complexa, característico do dossel da floresta. Essas interações complexas entre fatores atmosféricos podem influenciar a turbulência atmosférica e gerar padrões de movimento turbulentos ao longo do tempo e espaço.

Nas Figuras 45, 46 e 47 estão plotadas as autocorrelações. Mas, é notável que séries como V (23:30 - 23:35), E_{ECT} (23:40 - 23:45; 23:45 - 23:50 e 23:50 - 23:55) e T_V (23:35 - 23:40) apresentam uma certa periodicidade no sinal associado aos lóbulos negativos.

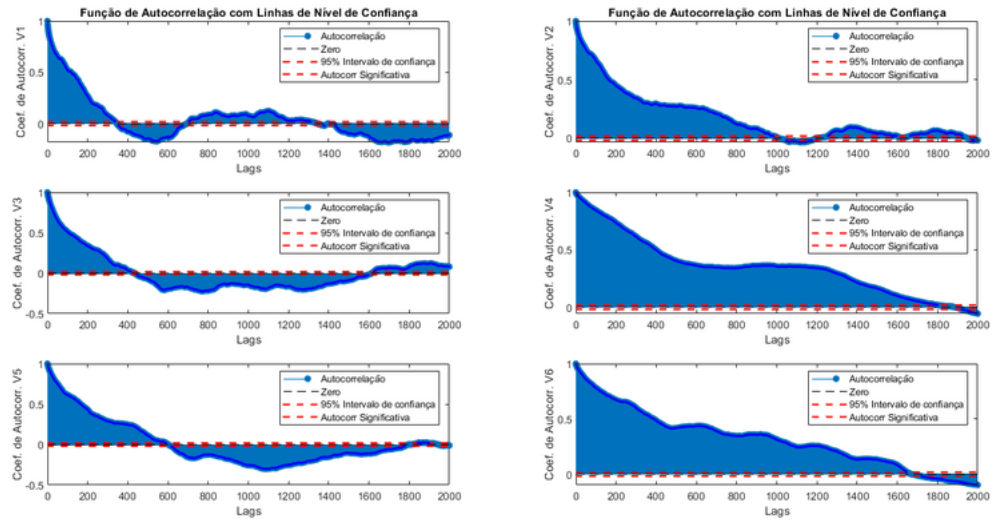


Figura 45 – Função autocorrelação da variável V para cada regime turbulento segundo a classificação de Sun et al. (2012).

A autocorrelação para a E_{ECT} plotada para cada regime (Figura 46), apresenta lóbulos negativos dentro do intervalo de confiança, visualmente, somente para o regime 3 (E3 e E4). Na Figura 47, a função autocorrelação apresentou lóbulos negativos para T_V nas séries E2, E3, E5 e E6.

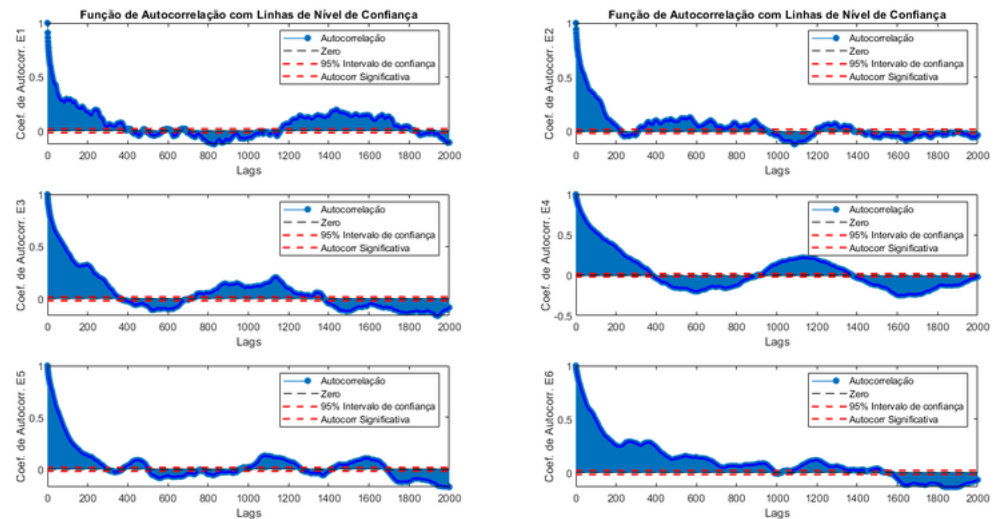


Figura 46 – Função autocorrelação da variável E_{ECT} para cada regime turbulento segundo a classificação de Sun et al. (2012).

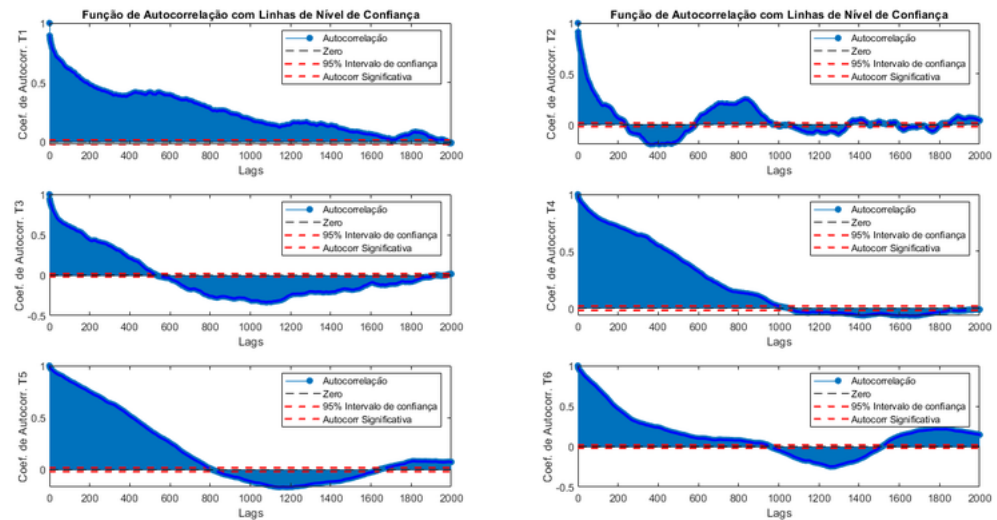


Figura 47 – Função autocorrelação da variável T_V para cada regime turbulento segundo a classificação de Sun et al. (2012).

Em seguida, foi calculada a significância estatística da função autocorrelação para cada série temporal. Para isso, aplicou-se o teste de Kendall (tau). Assim, quando há ocorrência de uma autocorrelação significativa, sugere-se que os dados exibem padrões de repetição ou regularidades em relação ao tempo, sendo esse resultado encontrado para a maioria das séries temporais analisadas, podendo ser conferido na Tabela 5.

Tabela 5 – Tabela com os resultados da função autocorrelação para as variáveis V , E_{ECT} e T_V e seus valores obtidos por meio do teste de Kendall (tau) e a sua significância estatística com $p_valor < 0.05$. As séries temporais seguidas de (*) não apresentaram significância estatística.

V	tau	p_valor	E_{ECT}	tau	p_valor	T_V	tau	p_valor
V1*	-0.0188	0.12	E1	0.1707	1.1×10^{-44}	T1	0.0961	3.4×10^{-15}
V2	-0.2151	7.3×10^{-70}	E2	-0.0296	0.0149	T2	0.1417	4.4×10^{-31}
V3	-0.0856	1.9×10^{-12}	E3	-0.1036	1.6×10^{-17}	T3	0.1246	2.0×10^{-24}
V4*	0.0069	0.56	E4*	-0.0175	0.1487	T4	0.2321	1.4×10^{-80}
V5	-0.0840	5.2×10^{-12}	E5*	-0.0150	0.2161	T5	-0.1410	8.8×10^{-31}
V6*	0.0078	0.51	E6	0.1497	9.8×10^{-35}	T6	-0.3534	6.2×10^{-18}

A autocorrelação significativa na velocidade do vento pode sugerir a existência de padrões recorrentes de vento noturno, como brisas terrestres ou mudanças nos padrões de vento em diferentes alturas da atmosfera.

Em geral, os valores obtidos para as variáveis V2, V3 e V5; E2 e E3; T5 e T6 apresentaram uma correlação negativa fraca entre as variáveis ordinais, sugerindo que uma variável aumenta enquanto a outra diminui em ordem. Por outro lado, para as demais variáveis com *p_valor* estatisticamente significativo, foi encontrada uma correlação positiva, embora fraca para todas as séries temporais. Apesar dos resultados encontrados para o *p_valor* (exceto para as séries com *) serem muito pequenos, esse resultado indica que é extremamente improvável que os dados estudados sejam devidos ao acaso. No contexto dos dados micrometeorológicos noturnos, esse resultado pode indicar a presença de fenômenos atmosféricos que exibam uma certa periodicidade durante a noite.

A autocorrelação significativa na energia pode estar associada a variações cíclicas na produção e dissipação de energia durante a noite, possivelmente relacionadas a processos turbulentos e trocas de calor entre a superfície terrestre e a atmosfera. A autocorrelação significativa na temperatura pode indicar a presença de padrões, por exemplo, aquecimento e resfriamento repetitivos durante a noite, no que lhe concerne, podem estar relacionado a processos de resfriamento radiativo e inversão térmica.

4.4 Espectro de energia

De acordo com a teoria clássica de Kolmogorov, para a turbulência inercial, o espectro de energia deve seguir uma lei de potência com um expoente de $-5/3$. No entanto, em certas condições, como turbulência intensa ou interações complexas entre escalas, pode ocorrer uma quebra nessa relação. Se o espectro de potência for maior que $-5/3$ em um gráfico log-log, sugere-se um desvio em relação ao valor do espectro de Kolmogorov. Porém, é necessário frisar que tanto o uso da FFT quanto da Pwelch para calcular a densidade do espectro de potência de Kolmogorov em séries temporais não-estacionárias, deve ser utilizada com muito cuidado, assim como sua interpretação, visto que, não é a metodologia mais adequada para esse tipo de série. Apesar da restrição, buscou-se visualizar diferenças quanto aos valores dos expoentes.

A 'quebra de escala' e por consequência a não-estacionariedade, pode indicar a presença de fenômenos adicionais que afetam a transferência de energia na cascata turbulenta. Isso pode incluir efeitos de não linearidade, forças externas ou outros mecanismos que influenciam a dinâmica da turbulência, que, ao aumentar seu comportamento complexo, influência na aparente falta de universalização da transferência de energia.

Como já verificado nos resultados, a não-estacionariedade das séries temporais

estudadas, pode estar relacionada a sistemas de mesoescala presentes nos dados meteorológicos analisados. Tanto que, nos gráficos das séries temporais (Figuras 42, 43 e 44), são observadas mudanças rápidas ou abruptas nas variáveis, possivelmente devido à ocorrência de rajadas, já que acontece a queda na temperatura conjuntamente ao aumento da velocidade, como observado por Nogueira (2008). Não somente rajadas de vento, mas também outros sistemas de mesoescala, como frentes (SIQUEIRA; MACHADO, 2004), linhas de instabilidade (KHAIROUTDINOV; RANDALL, 2006), ou circulações atmosféricas (NOGUEIRA, 2008a) podem contribuir como feedback positivo nos processos turbulentos na atmosfera. Parte superior do formulário

Para facilitar o entendimento, foi considerado o valor em módulo do expoente, quanto menor, o espectro de potência foi mais acentuado, com uma rápida diminuição da energia em escalas menores. Isso sugere uma influência significativa da presença de grandes vórtices ou estruturas coerentes em larga escala, que dominam o comportamento da turbulência.

Para V (Figura 48) e E_{ECT} (Figura 49), é possível observar que os menores valores dos expoentes em módulo estão relacionados ao regime 2, o que mostra que a forte turbulência pode ser devido a sistemas de retroalimentação, como eventos de mesoescala, que contribui com o aumento da velocidade do vento e por consequência, aumento na E_{ECT} , uma vez que, rajadas de vento que também são influenciadas por meandros de vento, reduz a estratificação da CLA, por conseguinte, a temperatura. O expoente em módulo é maior para o regime 3 para a variável V , porém, para os expoentes relacionados aos espectros da E_{ECT} e T_V (Figura 50) não há uma diferença significativa desses valores.

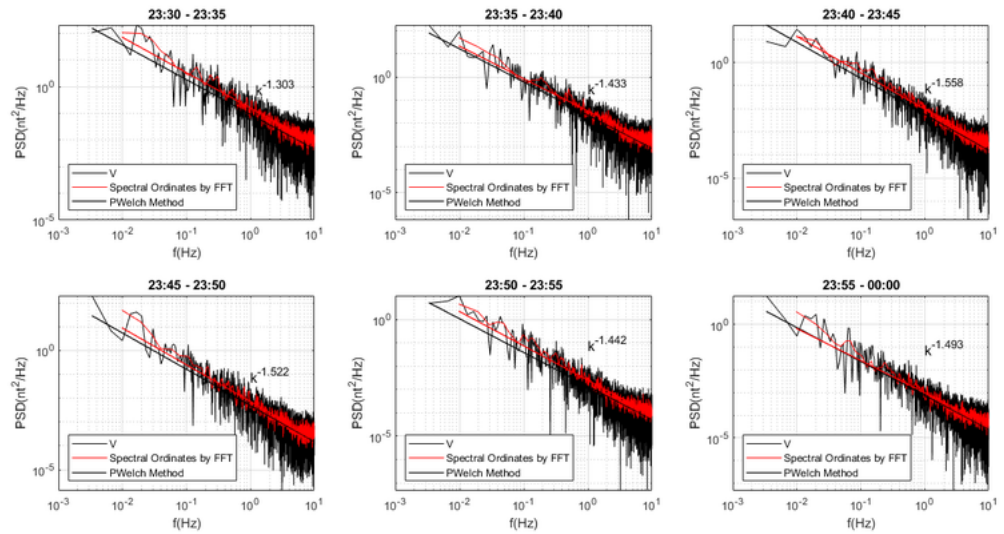


Figura 48 – Diagrama do fluxo de energia através do espectro da turbulência atmosférica para a variável V. Potência em função da frequência (PSD X f). Valores dos expoentes foram obtidos por meio da FFT.

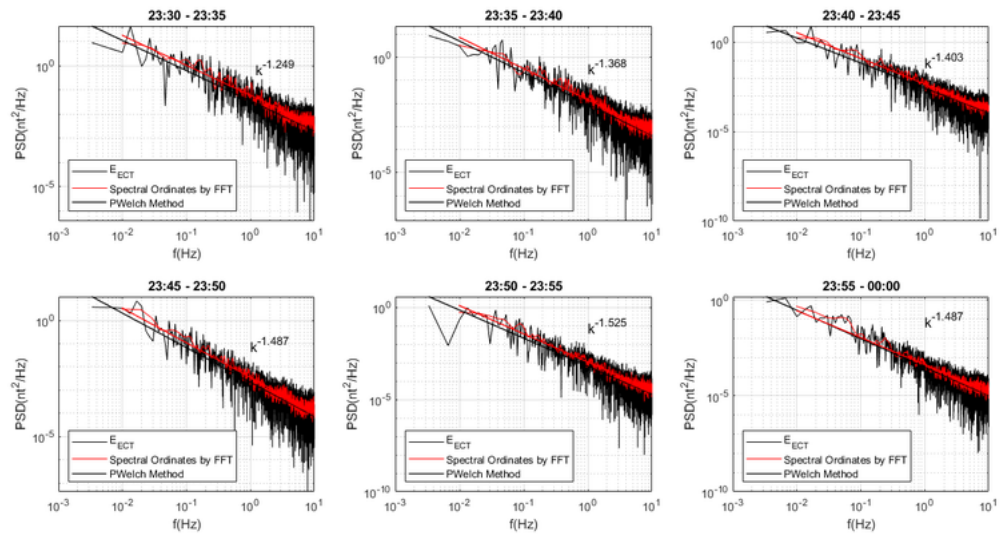


Figura 49 – Diagrama do fluxo de energia através do espectro da turbulência atmosférica para a variável E_{ECT} . Potência em função da frequência (PSD X f). Valores dos expoentes foram obtidos por meio da FFT.

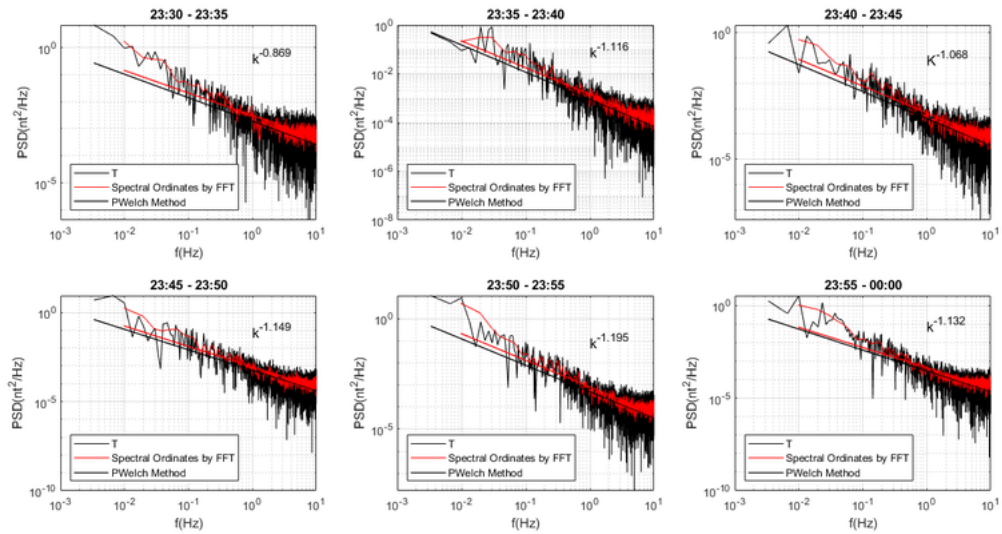


Figura 50 – Diagrama do fluxo de energia através do espectro da turbulência atmosférica para a variável T_v . Potência em função da frequência (PSD X f). Valores dos expoentes foram obtidos por meio da FFT.

Em resumo, conforme se observa, os coeficientes de potência em todos os casos, para as três variáveis, sempre se apresenta como maior que $-5/3$ (valor absoluto menor). Tal resultado é condizente com uma má distribuição de energia entre os vórtices de diversas frequências (ou tamanhos) de forma que, nas condições dos dados analisados, os vórtices maiores e de menor frequência concentram mais energia do que o fariam se houvesse uma perfeita equipartição de energia, caso esse que levaria a um coeficiente de $-5/3$. Tal comportamento é típico do que se esperaria no caso das condições necessárias ao método da Eddy Covariance não fossem integralmente satisfeitas e, mais que isso, no sentido de ultrapassar o limite de baixa turbulência.

4.5 Estacionarização das séries temporais e cálculo da entropia

Para a reconstrução do atrator caótico, a série temporal deve ser estacionária (KANTZ; SCHREIBER, 2004). Uma das formas de estacionarizar as séries temporais turbulentas, é separar os fenômenos de mesoescala daqueles das escalas turbulentas, por isso, foi aplicada a DWT, utilizando as famílias Wavelets db1 (Haar), db2, db3, db4 e db6, em que foram utilizados até 7 canais de decomposições.

Assim, buscou-se utilizar o filtro que melhor preservasse as estruturas coerentes do sinal original e tornasse a série estacionária. Em seguida, foram calculados os valores para a entropia de Shannon para a série original e filtrada identificando a sua variação. O aumento ou diminuição da entropia na série temporal deve-se a vários fatores, por exemplo, extrair ou colocar ruídos na série pode trazer tanto o aumento quanto a

diminuição da entropia. Uma vez que a extração de ruídos podem revelar estruturas complexas outrora ocultas, aumentando a quantidade de informações.

Nas Figuras 51, 52 e 53 estão plotadas as séries temporais originais (STO) e as séries temporais estacionarizadas (STE) após a aplicação dos filtros para as variáveis V , E_{ECT} e T_V respectivamente.

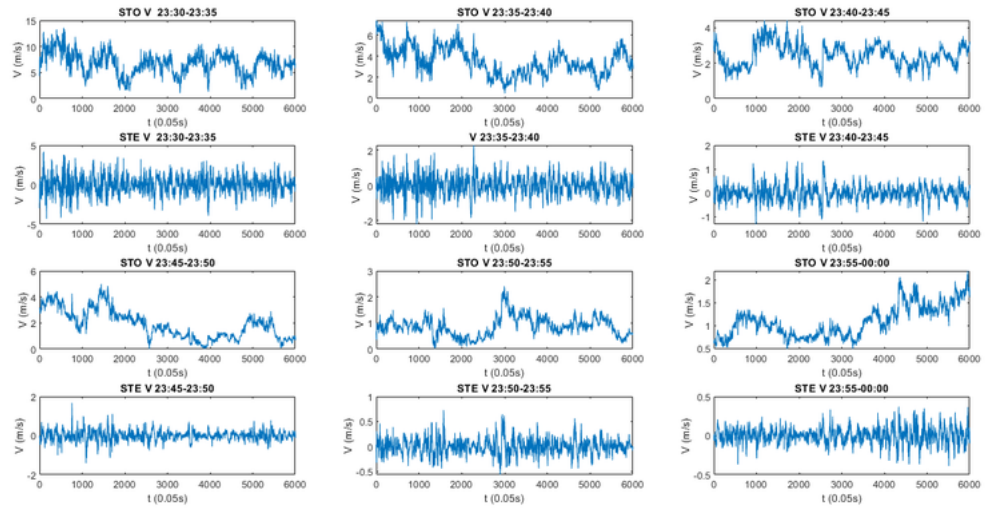


Figura 51 – Séries temporais originais e estacionarizadas para a variável V .

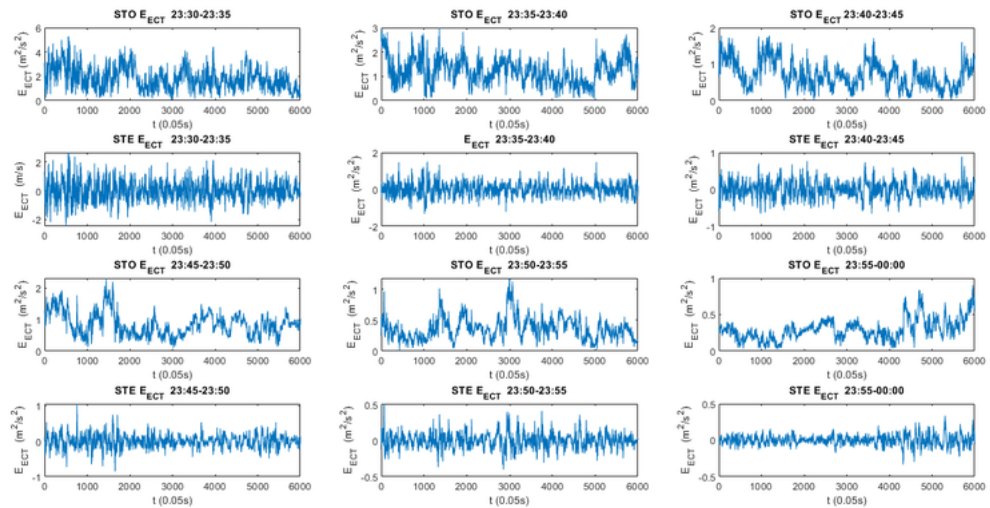


Figura 52 – Séries temporais originais e estacionarizadas para E_{ECT} .

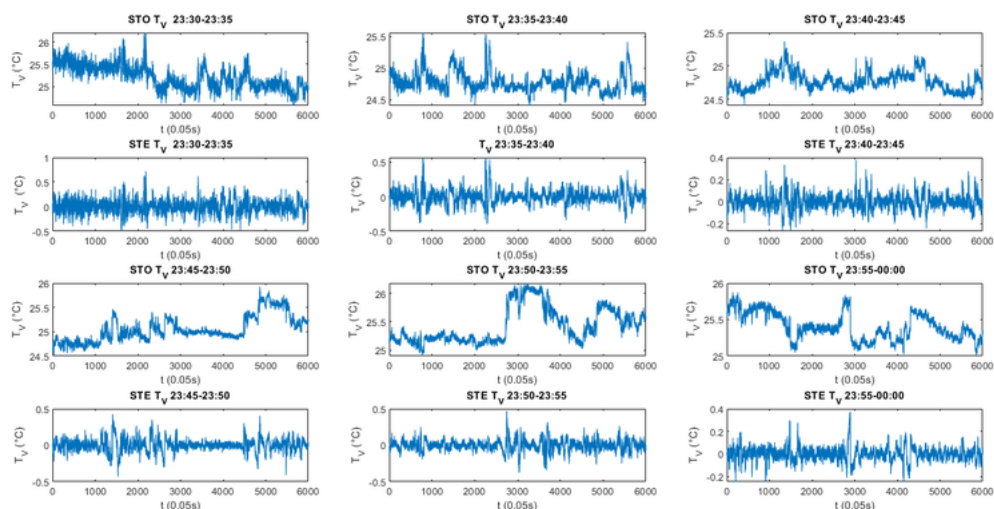


Figura 53 – Séries temporais originais e estacionarizadas para T_v .

É possível observar nas STEs a preservação das principais estruturas encontradas nas STOs. Nas Tabelas 6, 7 e 8 estão dispostos os valores para a entropia de informação de Shannon antes e após a aplicação do filtro.

Tabela 6 – Valor da entropia de Shannon para a série temporal V antes e após a filtragem. Foram utilizadas 10 dimensões de imersão e 5 intervalos de quantificação para cada série temporal.

Período	Entropia - V (STO)	Entropia - V (STE)
23:30 – 23:35	4.7942	5.8202
23:35 – 23:40	4.5754	5.1818
23:40 – 23:45	4.0376	4.6686
23:45 – 23:50	3.3650	3.5965
23:50 – 23:55	3.5679	5.1514
23:55 – 00:00	3.6149	5.4061

Tabela 7 – Valor da entropia de Shannon para a série temporal E_{ECT} antes e após a filtragem. Foram utilizadas 10 dimensões de imersão e 5 intervalos de quantificação para cada série temporal. ** diminuição da entropia após filtragem e estacionarização.

Período	Entropia - E_{ECT} (STO)	Entropia - E_{ECT} (STE)
23:30 – 23:35	6.3196	6.2448**
23:35 – 23:40	6.0307	5.6164**
23:40 – 23:45	5.8141	5.9228
23:45 – 23:50	4.2705	4.2578**
23:50 – 23:55	3.9917	4.5412
23:55 – 00:00	4.0037	4.0369

Tabela 8 – Valor da entropia de Shannon para a série temporal T_V antes e após a filtragem. Foram utilizadas 10 dimensões de imersão e 5 intervalos de quantificação para cada série temporal.

Período	Entropia - T_V (STO)	Entropia - T_V (STE)
23:30 – 23:35	5.9385	6.7787
23:35 – 23:40	4.6725	6.1460
23:40 – 23:45	5.1644	6.2982
23:45 – 23:50	3.8771	4.2232
23:50 – 23:55	4.6856	5.0102
23:55 – 00:00	6.0622	7.0296

A partir dos resultados para a entropia de Shannon, foram observadas duas características marcantes:

Primeira, dentre as três variáveis, a T_V é a que guarda maior quantidade de informação, dados que os valores de entropia chegam a 7, enquanto os da V estão entre 3.5 e 5.8 e os da E_{ECT} , entre 6.2 e 4.0. Esse resultado é condizente com outros resultados obtidos pelo grupo de pesquisa em Física Ambiental, que apontam que a temperatura é uma das variáveis que guardam mais informação a respeito dos ecossistemas (PAULO; PAULO; DECKER, 2015; BALISTA, 2021) .

Segunda, os dados demonstram um perfil decrescente dos valores da entropia da energia cinética turbulenta com o tempo, enquanto a entropia da temperatura virtual e velocidade do vento, caem e depois voltam a subir. Tal resultado aponta que a energia da turbulência, no período estudado, perdeu informação e que, possivelmente, parte dessa informação foi transferida para a temperatura e velocidade do vento. Esse resultado é condizente com a situação em que a turbulência perde intensidade, tornando o regime de transporte do ar menos turbulento e mais convectivo. Ademais, devido ao aumento

da informação contida na temperatura entre as 23:45 e 00:00, deve-se considerar um processo dissipativo térmico da energia contida na turbulência.

4.6 Cálculo do atraso temporal

Após esses procedimentos, as séries temporais estacionarizadas foram utilizadas para a reconstrução do atrator. Assim, para o cálculo do atraso temporal τ , foi utilizada a métrica não linear, AMI. Nas Figuras 54, 55 e 56, estão plotados os respectivos gráficos da AMI para as variáveis V , E_{ECT} e T_V . A quantidade de lags onde há compartilhamento de informações entre as séries (t) e $(t+\Delta t)$ foi escolhido como valor de τ . Assim como demonstrado no tópico 2.9.2, a escolha do melhor atraso temporal para a reconstrução do atrator caótico são de alguns lags antes do primeiro mínimo, aproximadamente na inclinação da reta tangente.

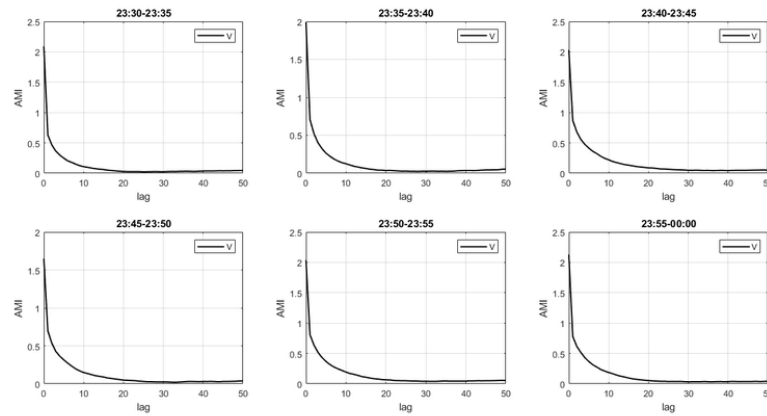


Figura 54 – Média da informação mútua para as STE da V .

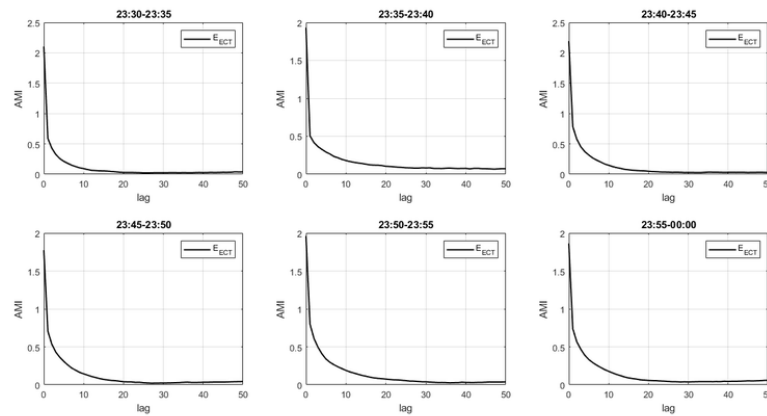


Figura 55 – Média da informação mútua para as STE da E_{ECT} .

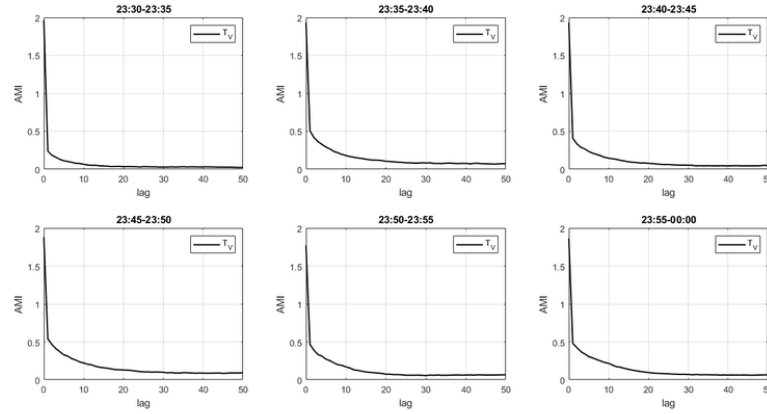


Figura 56 – Média da informação mútua para as STE da T_V .

4.7 Reconstrução do atrator

Com base nos valores de atraso temporal obtidos pela AMI, que variaram entre $\tau = 5$ e $\tau = 12$, foram calculadas a Correlação Integral ($C(r, m)Xr$) e a dimensão do atrator (D_2) para as variáveis de V , E_{ECT} e T_V . Inicialmente foram utilizadas as séries temporais V1 a V6. Os resultados estão apresentados nas Figuras 57 e 58.

Apesar da filtragem dos dados, os resultados obtidos nessa análise evidenciam a diferença entre os regimes turbulentos. O regime 2, representado pelas séries temporais V1 e V2, as dimensões fractais dos atratores foram respectivamente, $D_2 = 4.36$ e $D_2 = 3.71$ (Figura 57). Isso sugere que a intensidade da velocidade do vento tem uma contribuição direta para a maior dimensão do atrator. Após a filtragem, as velocidades máximas foram de $V1_{max} = 4.1931m/s$ e $V2_{max} = 2.2987m/s$. É possível que, mesmo após a filtragem, as características principais das séries temporais tenham sido preservadas, o que se reflete nas dimensões do atrator.

O regime 3, que se caracteriza por uma menor intensidade da velocidade do vento em comparação ao regime 2 e uma intensidade maior do que o regime 1, é representado pelas séries temporais V3 e V4. Os valores calculados para as dimensões de seus atratores foram, respectivamente, $D_2 = 3.23$ e $D_2 = 3.31$ (Figuras 57 e 58). Nesses resultados, observa-se uma diferença menor no valor dos atratores para os mesmos regimes. No entanto, esses valores reforçam a ideia de que a intensidade da velocidade influencia na dimensão do atrator. Tanto que ao analisar os valores máximos das suas séries temporais, foram encontrados $V3_{max} = 1.3505m/s$ e $V4_{max} = 1.6744m/s$.

O regime 1, associado a fraca velocidade do vento e forte cisalhamento, é representado pelas séries temporais V5 e V6. Os maiores valores de velocidade de

suas séries temporais foram $V5_{max} = 0.7267m/s$ e $V6_{max} = 0.3693m/s$, e os valores correspondentes para a dimensão do atrator foram $D_2 = 3.20$ e $D_2 = 3.02$ (Figura 58).

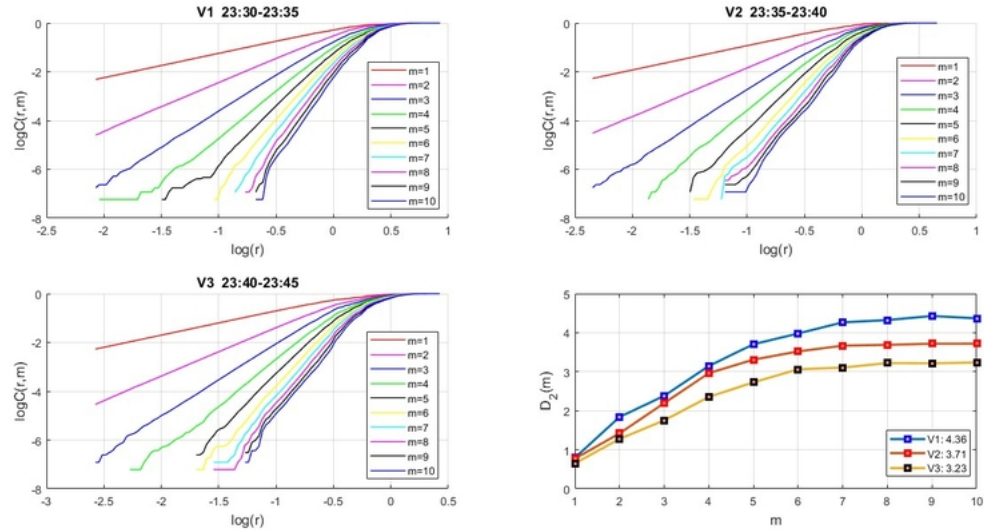


Figura 57 – Gráficos da Correlação Integral para V1 (23:30-23:35), V2 (23:35-23:40) e V3 (23:40-23:45), $C(r, m) \times r$. Gráfico da Convergência D_2 .

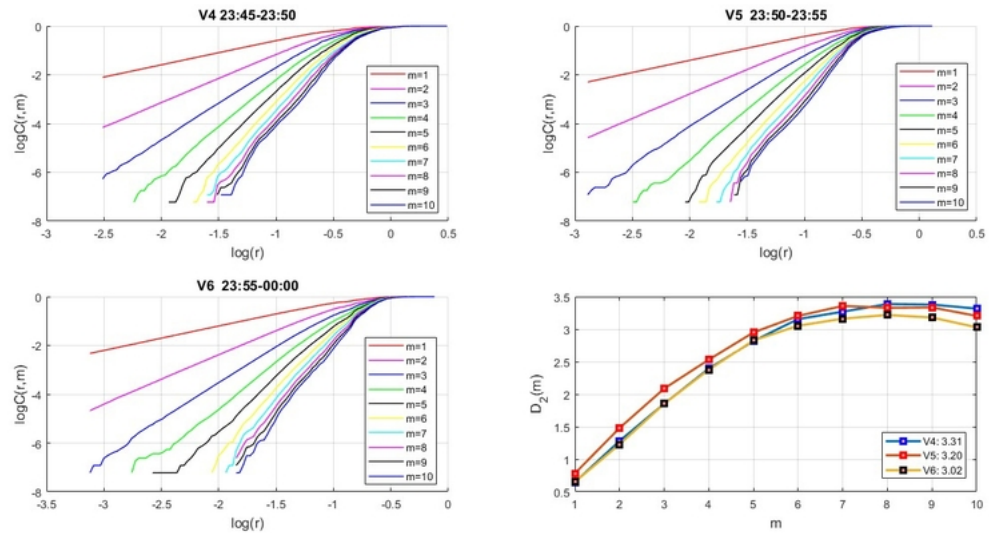


Figura 58 – Gráficos da Correlação Integral para V4 (23:45-23:50), V5 (23:50-23:55) e V6 (23:55-00:00), $C(r, m) \times r$. Gráfico da Convergência D_2 .

Com base nos resultados obtidos, pode-se inferir que a intensidade do vento, uma variável fundamental na teoria HOST, é diretamente responsável pela dimensão do atrator. Portanto, podemos afirmar que os regimes apresentaram um atrator caótico de baixa dimensão, onde a intensidade do vento exerce uma influência direta sobre o valor da dimensão do atrator.

É possível observar que a dimensão converge a partir de $m = 7$, mostrando assim que são necessárias no mínimo 7 equações para descrever o comportamento das séries temporais da V , ou ainda, 7 dimensões para visualizar com maior clareza o atrator caótico.

Em geral, a série temporal analisada para a velocidade, a medida que dissipa energia e tem a sua velocidade diminuída (como num processo de amortecimento), a dimensão do atrator caótico diminui. Como dito anteriormente, aparentemente há uma relação entre a dimensão do atrator e a intensidade da velocidade. A redução na dimensão do atrator com o tempo, pode indicar uma transição para um estado mais ordenado que o anterior, tanto que POPOV e ZANETTI (2023) abordam a possibilidade do sistema caótico passar por transições e se tornar mais “regular” e “previsível” em acordo com HAUGAARD (2017), que sugere que na ocorrência da diminuição da dimensão do atrator caótico, há uma perda na complexidade do sistema.

Os gráficos para a Correlação Integral ($C(r, m)Xr$) e para as dimensões do atrator (D_2) das séries temporais da E_{ECT} estão apresentadas nas Figuras 59 e 60. As dimensões obtidas para cada intervalos de 5 minutos foram: $D_2 = 3.17$ (E1), $D_2 = 3.16$ (E2), $D_2 = 4.26$ (E3), $D_2 = 3.64$ (E4), $D_2 = 3.52$ (E5) e $D_2 = 3.56$ (E6). Os valores para a dimensão de imersão foram $m = 6$ (E1 e E2) e $m = 7$ para as demais séries temporais.

Os resultados obtidos para E_{ECT} , diferente do encontrado para V , não mostrou um processo decrescente a medida que a intensidade da E_{ECT} diminuiu. Porém, o regime 2 mostrou um valor menor para o atrator caótico quando comparado aos resultados obtidos para os regimes 3 e 1. Uma hipótese é que o processo de dissipação de ECT que ocorre durante a transição do regime 2 para o regime 1, aumentou a complexidade dos regimes turbulentos para essa variável, porém, na transição entre os regimes 3 e 1, não houve uma diferença acentuada, exceto quando se compara as diferenças nos valores de D_2 para os atratores dentro do regime turbulento 3.

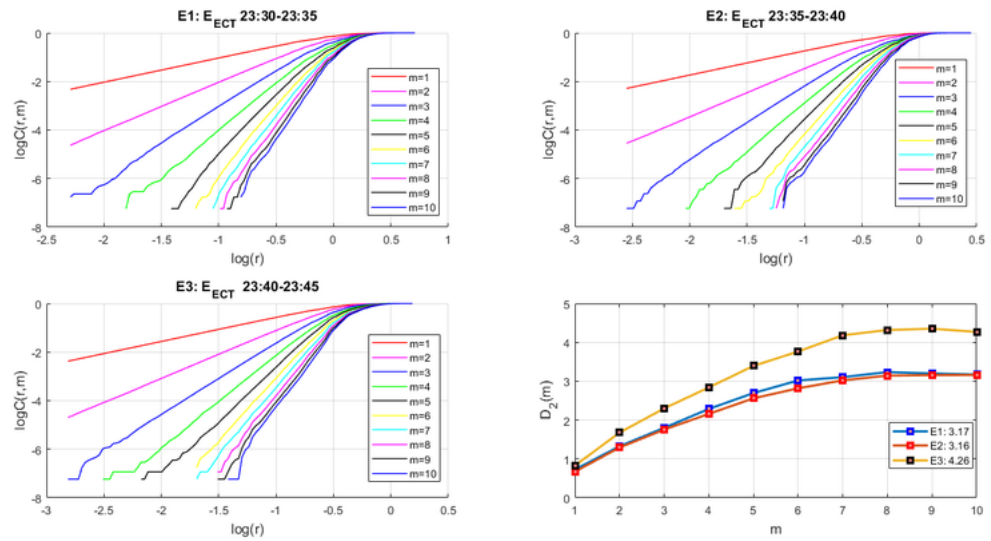


Figura 59 – Gráficos da Correlação Integral para E1(23:30-23:35), E2(23:35-23:40) e E3(23:40-23:45), $C(r, m) \times r$. Gráfico da Convergência D_2 .

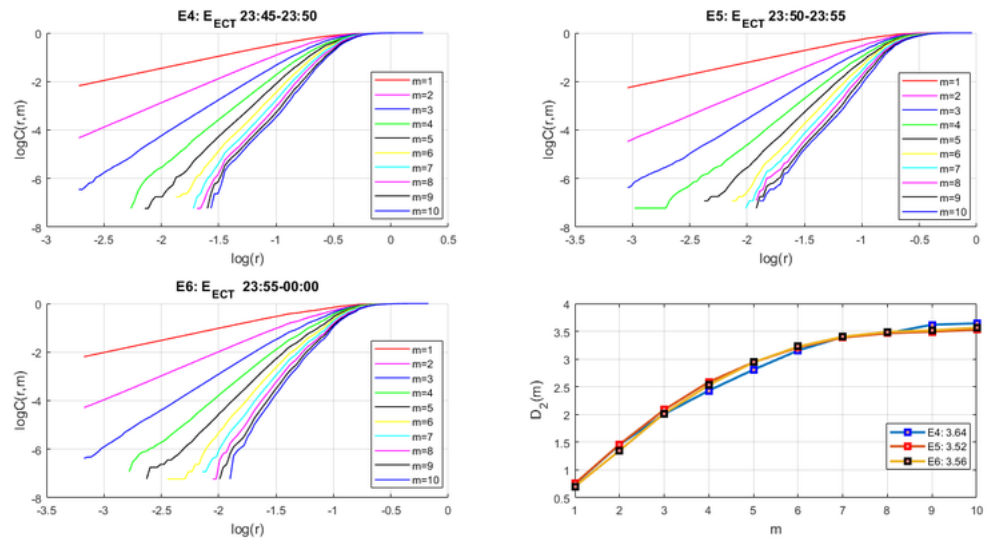


Figura 60 – Gráficos da Correlação Integral para E4(23:45-23:50), E5(23:50-23:55) e E6(23:55-00:00), $C(r, m) \times r$. Gráfico da Convergência D_2 .

Os resultados encontrados durante a reconstrução do atrator caótico para a variável T_V estão dispostos nas Figuras 61 e 62. Os resultados obtidos sugerem uma relação positiva no aumento da dimensão do atrator caótico a medida que a temperatura nos regimes turbulentos sobe, tanto que foram encontrados valores crescentes: $D_2=3.14$ (T1), $D_2=3.20$ (T2), $D_2=3.46$ (T3), $D_2=3.48$ (T4), $D_2=3.53$ (T5) e $D_2=3.56$ (T6). A dimensão de imersão encontrada para as séries temporais da T_V foi de $m=8$.

A partir do resultado obtido, observá-se que, à medida que a temperatura aumentou, a complexidade do sistema turbulento também aumentou, enquanto que, à medida que a velocidade diminuiu, a complexidade do sistema também diminuiu. Esses achados reforçam a ideia de que uma rajada pode ter provocado o aumento na velocidade turbulenta na CLN durante o período estudado. Essa conclusão é respaldada pelo fato de que, simultaneamente, foram observadas diminuições nos valores medidos para a temperatura, ao mesmo tempo em que a velocidade subiu, o que está em consonância com as observações feitas durante eventos de rajada medidos na CLN sobre a floresta amazônica por Nogueira (2008).

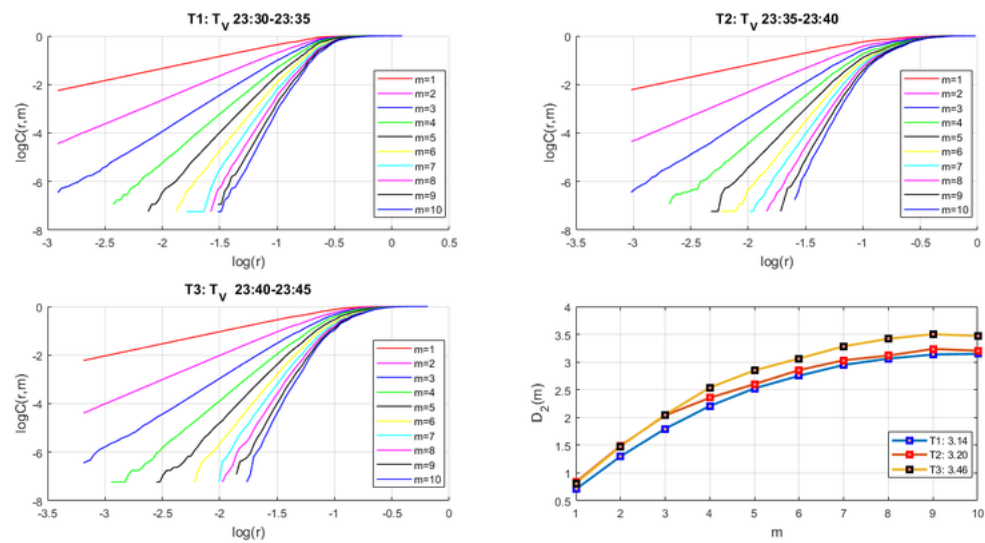


Figura 61 – Gráficos da Correlação Integral para T1(23:30-23:35), T2(23:35-23:40) e T 3(23:40-23:45), $C(r,m) \times r$. Gráfico da Convergência D_2 .

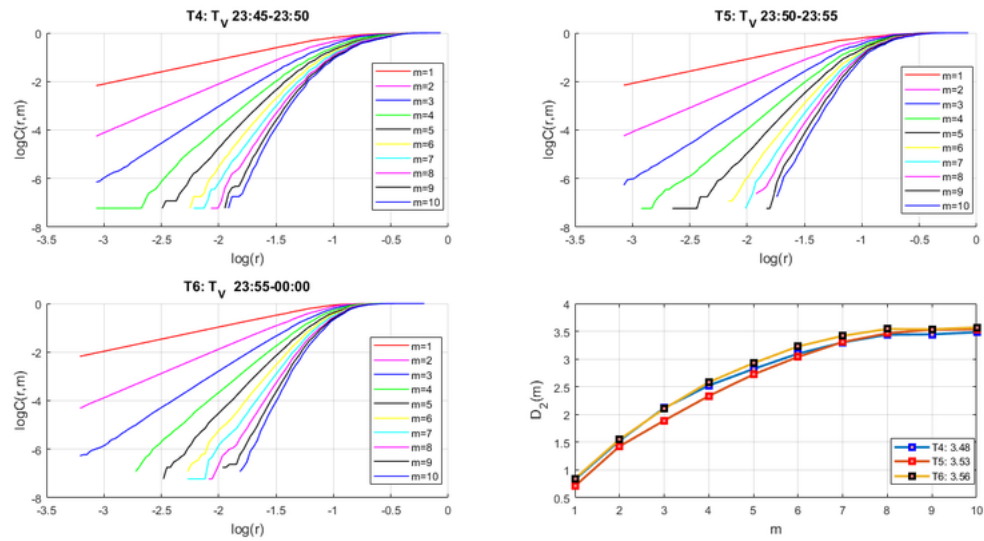


Figura 62 – Gráficos da Correlação Integral para T4(23:45-23:50), T5(23:50-23:55) e T6(23:55-00:00), $C(r, m) \times r$. Gráfico da Convergência D_2 .

Em seguida foi realizado o embaralhamento para as fases das 18 séries temporais estudadas. Esse procedimento seguiu o esquema descrito na Figura 20. Para cada série surrogate, foi reconstruído o espaço de fase utilizando o mesmo valor para o atraso temporal e dimensão de imersão (m variando de 1 a 10) utilizado para a reconstrução do atrator caótico para a sua STE.

PROVENZALE *et al.* (1992) e CAMPANHARO *et al.* (2008) discutem que a ausência de saturação em D_2 para a série surrogate reforça a existência de uma dinâmica de baixa dimensão, como evidenciado nos resultados anteriores. Em outras palavras, os valores calculados para D_2 nas 18 séries temporais mostradas nas Figuras 57, 58, 59, 60, 61 e 62 são consistentes, já que suas respectivas séries surrogates não apresentaram saturação, conforme observado na Figura 63.

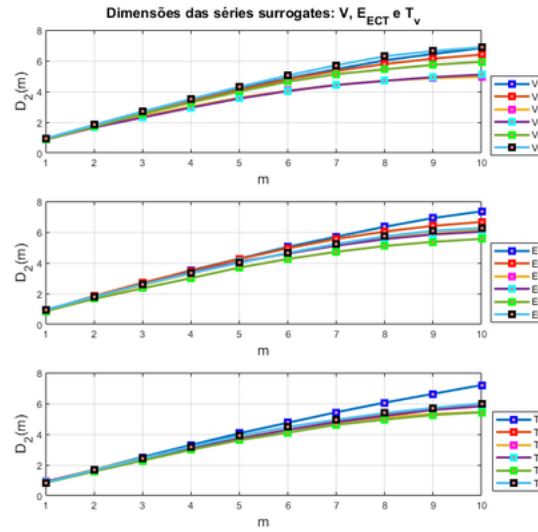


Figura 63 – Dimensões de correlação associadas as séries surrogates para V (V1, V2, V3, V4, V5 e V6), E_{ECT} (E1, E2, E3, E4, E5 e E6) e T_V (T1, T2, T3, T4, T5 e T6).

4.8 Cálculo para o expoente de Lyapunov

Nas Figuras 64 e 65 estão apresentados os gráficos das divergências entre as trajetórias dos atratores em função do tempo para as séries temporais de V , E_{ECT} e T_V . Para a análise, foram utilizadas 2 dimensões de incorporação e 5 valores (iterações) para o cálculo do expoente de Lyapunov de cada série temporal. O valor do expoente de Lyapunov foi estimado pela média da regressão linear das 5 divergências calculadas.

Em todos os regimes, o valor de λ para o expoente de Lyapunov foi positivo, embora muito pequeno, confirmando mais uma vez que os regimes turbulentos são fenômenos caóticos. Os valores para o maior expoente de Lyapunov obtidos por meio do algoritmo de Wolf estão apresentados nas Figuras 66 a 71.

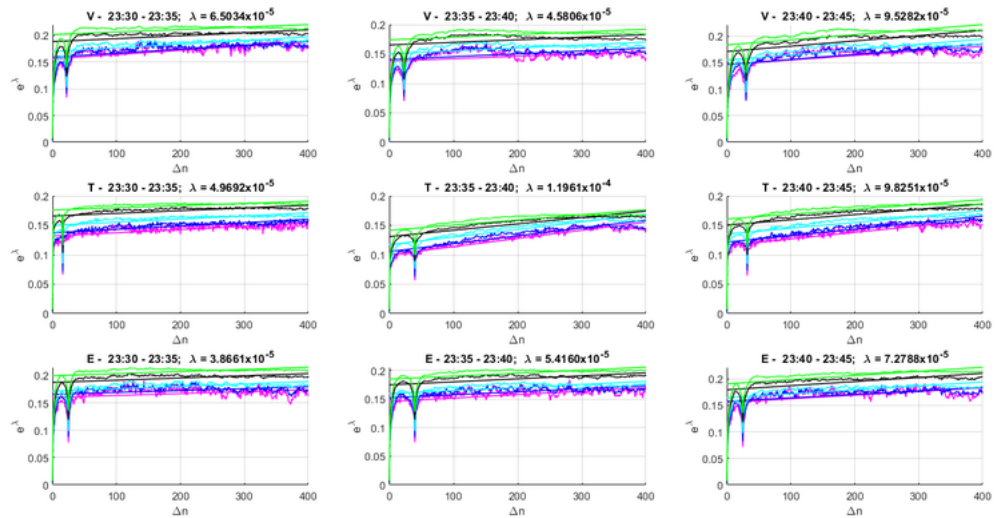


Figura 64 – Divergência para cinco órbitas próximas do atrator reconstruído e suas respectivas retas de regressão para as séries temporais utilizando o algoritmo de Kantz e $m=2$. Na 1ª linha estão os resultados para V1, V2 e V3, na 2ª linha os resultados para E1, E2 e E3 e na 3ª linha os resultados para T1, T2 e T3. O resultado acima de cada gráfico, refere-se ao valor médio para a regressão das cinco órbitas calculadas.

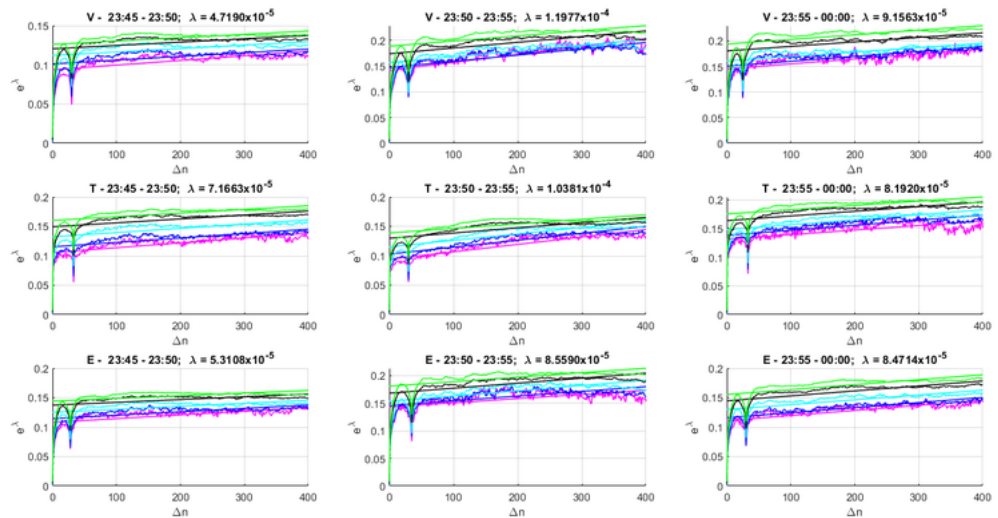


Figura 65 – Divergência para cinco órbitas próximas do atrator reconstruído e suas respectivas retas de regressão para as séries temporais utilizando o algoritmo de Kantz e $m=2$. Na 1ª linha estão os resultados para V4, V5 e V6, na 2ª linha os resultados para E4, E5 e E6 e na 3ª linha os resultados para T4, T5 e T6. O resultado acima de cada gráfico, refere-se ao valor médio para a regressão das cinco órbitas calculadas.

Para a obtenção do maior expoente de Lyapunov foram realizadas 1000 iterações, e o resultado da convergência foi tomado como o valor do maior expoente. Os

expoentes calculados para V1, V2 e V3 (Figura 66) e V4, V5 e V6 (Figura 67) foram respectivamente: 3.74, 2.84, 1.68, 1.43, 0.49 e 0.12.

Os valores decrescentes para os expoentes de Lyapunov ao longo do tempo para a variável V sugerem uma redução na sensibilidade do sistema às condições iniciais. Isso indica que as trajetórias próximas tendem a se afastar mais lentamente ao longo do tempo, indicando maior “estabilidade” no sistema (SHI, 2006; KANTZ, 1994; KANTZ; SCHREIBER, 2004).

Essa redução na sensibilidade é justificada pelo fato de que a turbulência atmosférica dissipa energia ao longo da cascata; no caso desse estudo, as médias para a velocidade diminuiu durante as transições dos regimes turbulentos, o que se assemelha ao comportamento de sistemas amortecidos. Esse resultado também está em acordo com os estudos de Miranda (2017), que analisou fenômenos de amortecimento crítico ocorridos na CLA para o mesmo sítio experimental.

Essas observações fornecem indícios de que a turbulência atmosférica pode exibir comportamentos similares a sistemas amortecidos, e as mudanças nos expoentes de Lyapunov podem oferecer maiores esclarecimentos sobre a estabilidade e regularidade dentro dos regimes turbulentos.

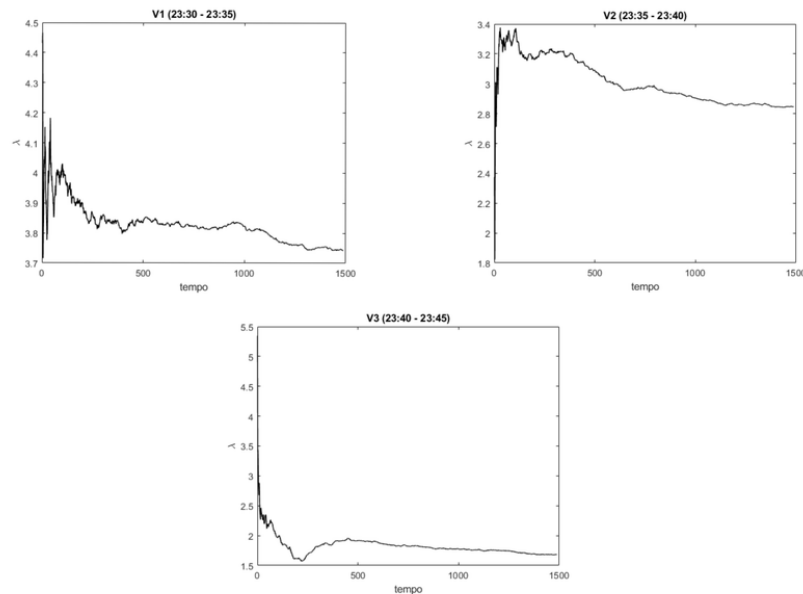


Figura 66 – Gráficos de convergência para o maior expoente de Lyapunov λ . V1 ($\lambda = 3.74$), V2 ($\lambda = 2.84$) e V3 ($\lambda = 1.68$).

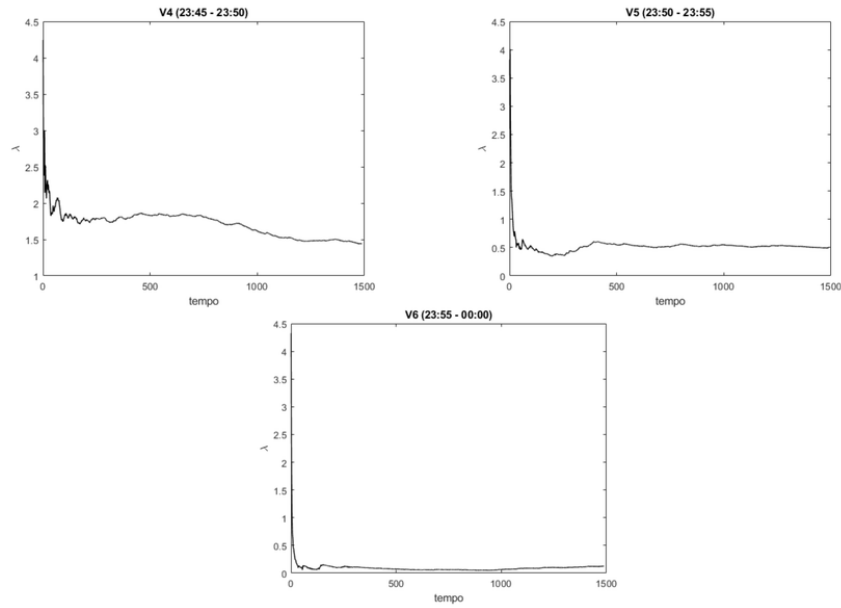


Figura 67 – Gráficos de convergência para o maior expoente de Lyapunov λ . V4 ($\lambda = 1.43$), V5 ($\lambda = 0.49$) e V6 ($\lambda = 0.12$).

As séries temporais da E_{ECT} apresentaram um comportamento decrescente semelhante nos valores dos seus expoentes de Lyapunov, assim como os calculados para a velocidade. No entanto, os valores obtidos para a E_{ECT} foram menores em comparação a V. Os valores obtidos para E1, E2, E3 (Figura 68), E4, E5 e E6 (Figura 69) foram respectivamente: 3.23, 2.44, 1.27, 0.70, 0.11 e 0.018.

Esses resultados indicam que a velocidade é mais sensível as condições iniciais do que a energia cinética turbulenta. Isso significa que, mesmo que haja pequenas variações nas condições iniciais do sistema, a E_{ECT} tende a se manter mais próxima de seu valor médio, apresentando um comportamento mais regular e menos imprevisível.

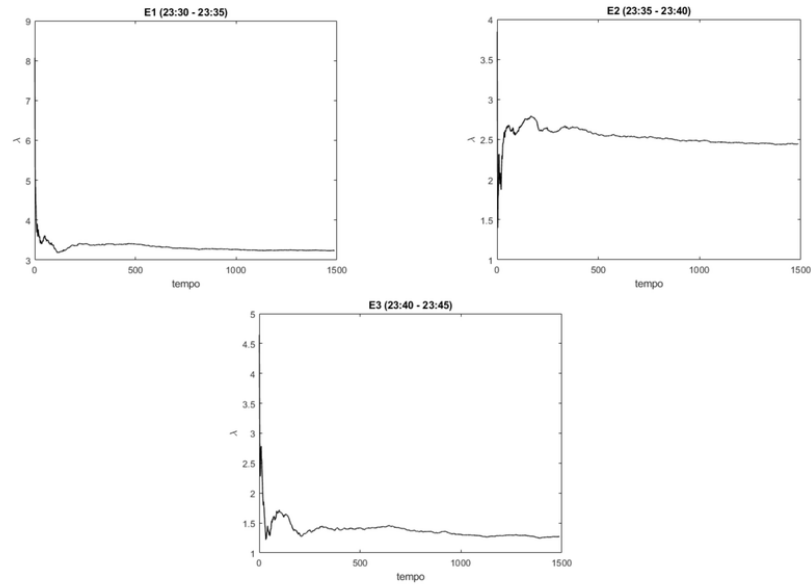


Figura 68 – Gráficos de convergência para o maior expoente de Lyapunov λ . E1 ($\lambda = 3.23$), E2 ($\lambda = 2.44$) e E3 ($\lambda = 1.27$).

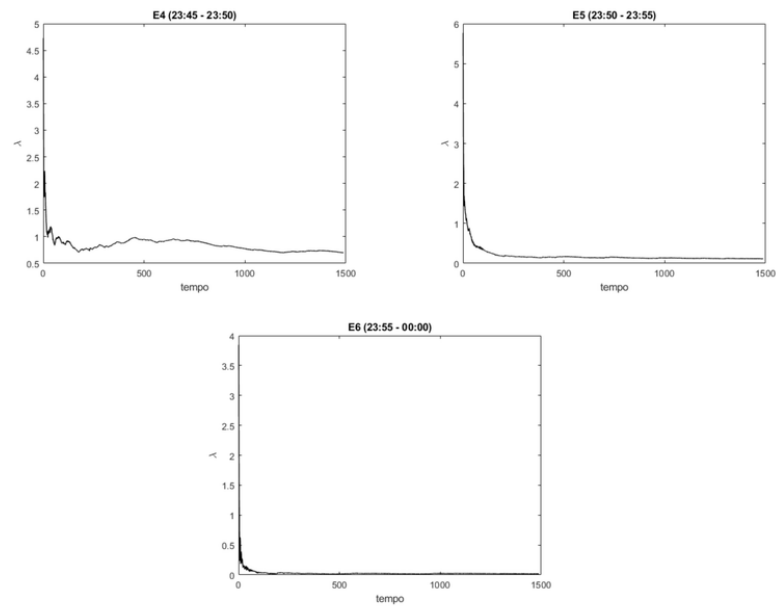


Figura 69 – Gráficos de convergência para o maior expoente de Lyapunov λ . E4 ($\lambda = 0.70$), E5 ($\lambda = 0.11$) e E6 ($\lambda = 0.018$).

Os valores calculados para os expoentes de Lyapunov da variável de temperatura, representados nas Figuras 70 e 71, confirmam a natureza caótica do sistema, como esperado. No entanto, a T_v mostrou-se a menos sensível às condições iniciais entre as três variáveis estudadas. Os valores encontrados foram: $\lambda = 0.698$ (T1), $\lambda = 0.195$ (T2), $\lambda = 0.051$ (T3), $\lambda = 0.111$ (T4), $\lambda = 0.084$ (T5) e $\lambda = 0.045$ (T6).

Os resultados indicam, em certa medida, uma diminuição na sensibilidade à medida que os valores de temperatura aumentaram, sugerindo que sistemas com temperaturas mais elevadas são menos suscetíveis a pequenas flutuações que possam ocorrer.

Essa relação entre os valores de temperatura e a sensibilidade pode ter implicações importantes para a compreensão do comportamento do sistema. Sistemas com temperaturas mais altas podem apresentar uma maior capacidade de regularidade e estabilidade em relação às flutuações, o que pode ser relevante em diversos contextos, como previsão do clima e análise de fenômenos atmosféricos complexos. No entanto, é essencial lembrar que a interpretação dos resultados deve ser feita com cuidado, considerando o contexto específico do sistema e outras variáveis relevantes.

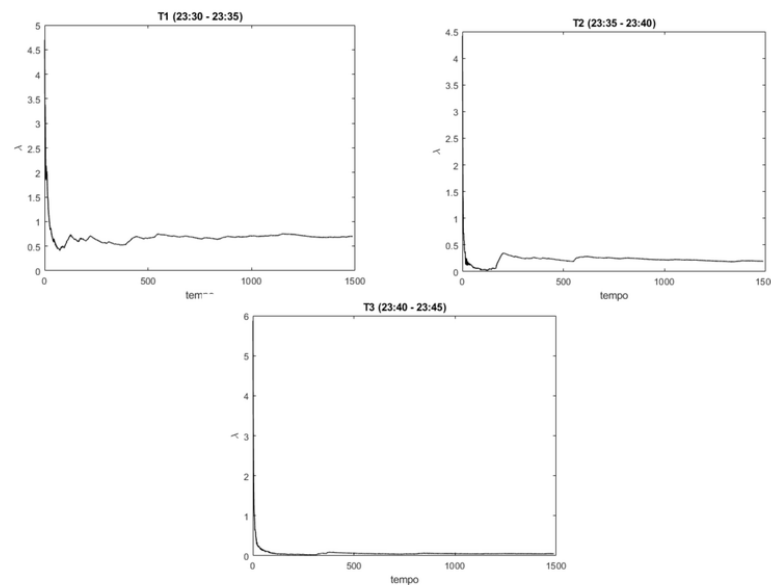


Figura 70 – Gráficos de convergência para o maior expoente de Lyapunov λ . T1 ($\lambda = 0.698$), T2 ($\lambda = 0.195$) e T3 ($\lambda = 0.051$).

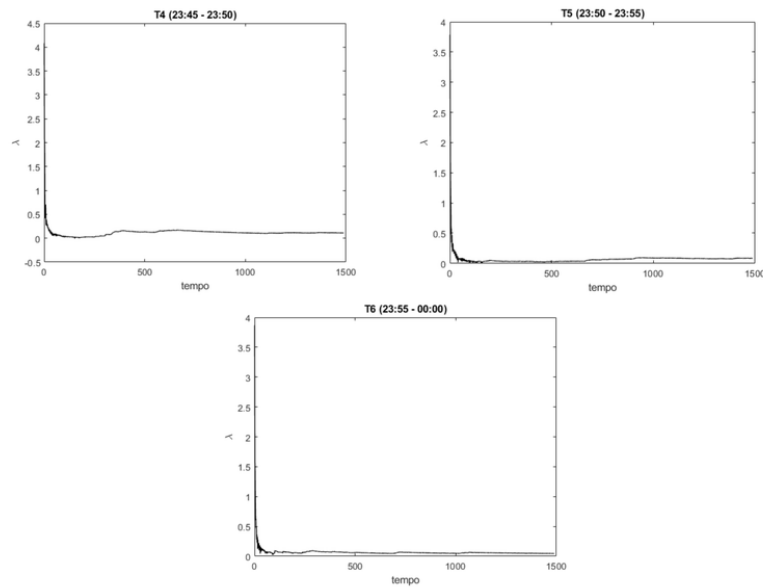


Figura 71 – Gráficos de convergência para o maior expoente de Lyapunov λ . T4 ($\lambda = 0.111$), T5 ($\lambda = 0.084$) e E6 ($\lambda = 0.045$).

4.9 Análise dos gráficos de recorrência para V e T_V

Para calcular os gráficos de recorrência (RP), foram utilizadas as séries temporais originais (STO). Como já discutido, as STO são séries não-estacionárias e os RPs capturaram essa característica visto os sinais de deriva e descontinuidade nos gráficos. A presença de deriva é evidenciada pela diminuição dos pontos recorrentes à medida que se afasta da linha de interesse (LOI). Além disso, a estrutura descontínua é dominante, como indicado pelas faixas brancas presentes, possivelmente devido a mudanças abruptas de estado ao longo do regime turbulento. WEBBER e MARWAN (2015) afirmam que as mudanças bruscas ao longo da série temporal são capturadas pelo RP, representada por áreas ou faixas brancas, podendo indicar até mesmo eventos extremos.

O regime de turbulência 2 é caracterizado por maiores valores de V . É possível visualizar no gráfico das séries temporais (Figura 42) de V (azul e vermelho), períodos de crescente velocidade interrompido por bruscas quedas, coincidindo justamente com menores conglomerados ao redor da LOI. Em ambos os RPs da Figura 72, é possível visualizar a ocorrência de vários eventos “extremos” dentro desse período.

A explicação para a ocorrência de tais eventos extremos estão relacionados as condições atmosféricas. GARSTANG e FITZJARRALD (1999b) classificaram a atmosfera tropical em estados “perturbado” e “não-perturbado” uma vez que os complexos de nuvens convectivas têm variação sazonal (estação) e diurna (convecção), diretamente

relacionada a disponibilidade do vapor de água na atmosfera. Em geral, a atmosfera perturbada está associada a mudanças e instabilidades atmosféricas que podem afetar as condições micrometeorológicas numa determinada localidade em um determinado momento.

A hipótese proposta por MIRANDA *et al.* (2020b) é que a convecção profunda pode induzir oscilações de baixa frequência nas séries temporais medidas à superfície, “perturbando-as”. Ou seja, nuvens profundas formadas durante o dia, acabam por interferir nos episódios noturnos, ocasionando até mesmo eclosões, que segundo os autores, trata-se do fenômeno intenso que causa aumento na velocidade do vento. A presença dos downdrafts, oriundos de forte atividade convectiva na atmosfera, refere-se a correntes descendentes de ar intensas que são geradas como resultado de um processo atmosférico convectivo (FARIAS, 2017; ABRAHAM; GOLDBLATT, 2023). Logo, os resultados reforçam a possibilidade da ocorrência de rajada de vento no período estudado.

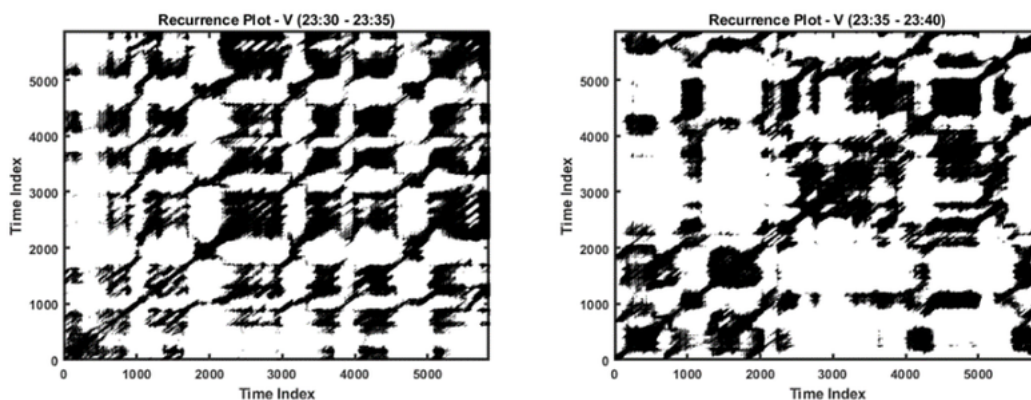


Figura 72 – Os dois gráficos de recorrência representados estão relacionados as series temporais de V (V1 e V2), o primeiro medido entre as 23:30-23:35 e o segundo entre as 23:35-23:40, ambos classificados dentro do regime turbulento 2 proposto por Sun et al., (2012). Para o RP da esquerda, foram utilizados $m=6$, $\tau=5s$ e $\varepsilon=0.32$ e para o RP à direita, foram utilizados $m=5$, $\tau=4.0s$ e $\varepsilon=0.34$.

Assim, os RPs capturam mudanças repentinas nos dados medidos, tanto que, para os dois gráficos dispostos na Figura 72, ambos relacionados ao regime turbulento 2, apresentaram resultados distintos. O gráfico da esquerda (23:30 – 23:35) apresentou menor taxa de recorrência $RR=25.3$ quando comparado ao evento medido entre as 23:35-23:40, $RR=31$ (Tabela 9).

A densidade dos pontos pretos nos gráficos foi caracterizada por maiores conglomerados de pontos, assim, é possível visualizar no gráfico à esquerda, que existem dois grandes estados, o primeiro está no intervalo de pontos aproximadamente entre 0-2000 e o segundo entre 2000-6000, e dentro desses dois maiores estados, outros microestados. A hipótese sugerida é de se tratar da captura do caráter fractal e multifractal da turbu-

lência atmosférica. Tanto que, nessa ruptura entre dois estados mais marcantes, há uma queda na intensidade de V (linha vermelha da Figura 42), que se mantém durante alguns segundos, voltando a ter sua intensidade aumentada no estado seguinte. O regime 2, mais intenso, V (23:30-23:35), tem mais “conglomerados”, absolutamente, um pequeno para cada valor mínimo e máximo no transcorrer do evento.

Valores obtidos para DET, LAM e L_{mx} estão relacionados a previsibilidade da série temporal. Assim, os resultados calculados, apresentados na Tabela 9, foram respectivamente $DET=78.6$, $LAM = 85.9$ e $L_{máx} = 4476$ (23:30-23:35) e $DET=87.5$, $LAM = 91.8$ e $L_{máx} = 3573$ (23:35-23:40). Entre as duas séries analisadas para o regime 2, a com menor intensidade de V (23:35-23:40) possui maior previsibilidade baseado no valor de DET, assim como uma maior laminaridade, uma vez que, quanto maior o valor de LAM, maior ocorrência de estados recorrentes (que não mudam com o tempo).

Porém, a série V (23:35-23:40) diverge sua trajetória no espaço de fase mais rapidamente que a série anterior, visto os valores de $L_{máx}$. O comprimento médio das linhas verticais assevera essa conclusão, visto que o valor de TT é maior em V (23:35-23:40), indicando um período de permanência maior do sistema no estado laminar.

A ENTR que é um indicador da complexidade do sistema dinâmico, cresce à medida que a intensidade da V diminui (Tabela 9), porém, o inverso foi visto na Tabela 6, possivelmente por se tratarem de métodos distintos, uma vez que a ENTR calculada para o RP está relacionada a LOI. Porém, os resultados fornecidos nessa metodologia concordam com as hipóteses levantadas em pesquisas realizadas por MAHRT (2014b), DRAXL *et al.* (2014), WIEL *et al.* (2002) para descrever a camada limite atmosférica, altamente estável, que pode ocasionar o desenvolvimento de inversões térmicas, em que o ar frio fica retido próximo à superfície sob uma camada de ar mais quente, suprimindo a mistura vertical e inibindo a dissipação da turbulência, resultando em padrões de fluxo mais complexos próximos à superfície. Esses resultados obtidos da ENTR para a variável V estão em acordo com o resultado obtido para T_v . À medida que a V diminuiu, a T_v aumentou, e com isso, o valor para a entropia de informação de Shannon (Tabela 10).

É possível visualizar no gráfico das séries temporais (Figura 42) de V (plotados em verde e rosa), que tais séries estão entre os regimes 1 e 2. A Figura 73 mostra os RPs para as duas séries temporais que estão dentro desse regime. O RP para V (23:40-23:45) é topologicamente parecido com o RP da série temporal V (23:30-23:35) do regime 2. Porém, é visível um intervalo mais marcante quando ocorrem mudanças bruscas na série temporal, entre 1000-2000 pontos e 2500-2700 pontos, formando 3 conglomerados ao redor da LOI.

A série temporal V (23:45-23:50) possui uma topologia mais próxima aos RPs, dispostos na Figura 74, relacionados ao regime de turbulência 1. Segundo KABIRAJ *et al.* (2016), tais estruturas com aspecto de pipa indica intermitência. Ao observar o gráfico da série temporal V plotado em rosa (Figura 42), é possível visualizar dois mínimos bem marcantes após os minutos 2 e 3, indicando uma transição no comportamento dos dados. KABIRAJ *et al.* (2016) atribui a possibilidade que antes de eventos ‘tipo rajada’, possa ocorrer uma transição do comportamento de ciclo limite para padrões quase periódicos - uma tendência semelhante ao cenário de bifurcação.

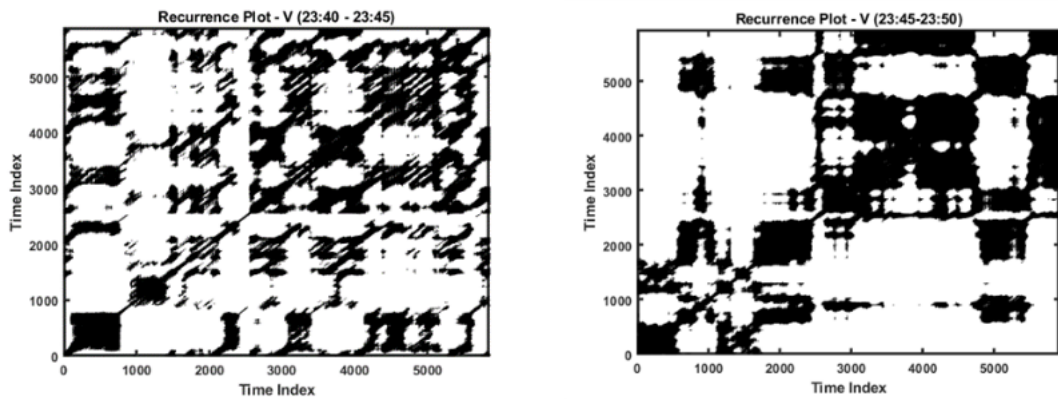


Figura 73 – Os dois gráficos de recorrência representados estão relacionados as series temporais de V (V3 e V4), o primeiro medido entre às 23:40-23:45 e o segundo entre às 23:45-23:50, ambos classificados dentro do regime turbulento 3 proposto por Sun et al., (2012). Para o RP da esquerda, foram utilizados $m=6$, $\tau=5s$ e $\varepsilon=0.34$ e para o RP à direita, foram utilizados $m=5$, $\tau=6.5s$ e $\varepsilon=0.30$.

Valores obtidos para DET, LAM e L_{mx} relacionados aos regimes 1 e 3 não apresentaram diferenças marcantes entre si, porém, houve aumento para o valor da entropia à medida que a intensidade da velocidade do vento diminuía (Tabela 9). Porém, a maior duração do sistema no estado laminar foi visualizada durante o regime 3, para a série temporal V (23:45-23:50), com $TT = 29.9$.

Todavia, para ambas as séries classificadas dentro do regime 3, a divergência da sua trajetória no espaço de fase são os mesmos, $L_{m\acute{a}x} = 5852$. A partir das características dos RPs, os três regimes turbulentos apresentaram propriedades de órbitas caóticas (LANG; ZHU; WEI, 2023; SALES *et al.*, 2023; MARWAN *et al.*, 2007). Outro destaque nas características dos RPs apresentados nas Figuras 72, 73 e 74, deve-se distribuição de pontos pretos e brancos nos RPs, visto que são indicativos de estabilidade e similaridade dos estados do sistema em diferentes estágios de desgaste em um sistema de fricção (LANG; ZHU; WEI, 2023), nesse caso, a dissipação devido ao atrito do dossel.

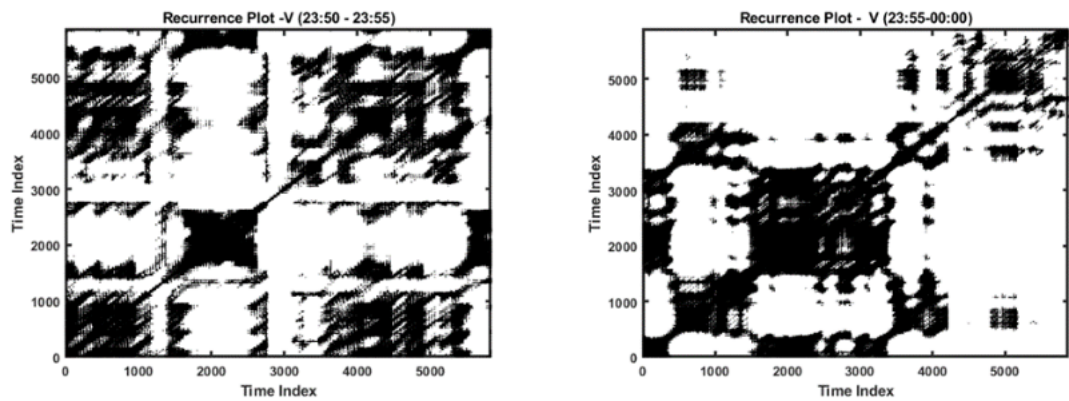


Figura 74 – Os dois gráficos de recorrência representados estão relacionados as séries temporais de V (V5 e V6), o primeiro medido entre às 23:50-23:55 e o segundo entre às 23:55-00:00, ambos classificados dentro do regime turbulento 1 proposto por Sun et al., (2012). Para o RP da esquerda, foram utilizados $m=6$, $\tau=3s$ e $\varepsilon=0.28$ e para o RP à direita, foram utilizados $m=8$, $\tau=3.8s$ e $\varepsilon=0.28$.

Tabela 9 – Resultados das análises de recorrência quantitativa (RQA) para os três regimes turbulentos. Regime turbulento 2 [(23:30 – 23:35); (23:35 – 23:40)], regime turbulento 3 [(23:40 – 23:45); (23:45 – 23:50)] e regime turbulento 1 [(23:50 – 23:55); (23:55 – 00:00)].

V	RR	DET	$L_{MÁX}$	ENTR	LAM	TT
23:30-23:35	25.1	78.6	4476	3.7	85.9	11.3
23:35-23:40	31.0	87.5	3573	4.1	91.8	16.5
23:40-23:45	32.1	89.6	5852	4.3	93.0	18.5
23:45-23:50	29.6	94.5	5852	4.7	96.3	29.9
23:50-23:55	33.3	88.3	5939	4.5	92.2	17.5
23:55-00:00	30.4	90.3	5879	4.6	93.5	21.1

Os RPs para a T_v mostrados nas Figuras 75, 76 e 77, calculados para os regimes 2, 3 e 1 respectivamente, apresentaram características topológicas distintas. Somente alguns períodos nos RPs apresentaram distribuição significativa de pontos pretos, indicando curtos períodos de estabilidade no sistema. Os valores dispostos na Tabela 10 confirmam essa afirmação, tanto que os resultados obtidos para L_{mx} estão muito menores que os obtidos para a variável V, sendo essa uma das medidas relacionadas a previsibilidade.

As estruturas com aspecto de pipa nos RPs abalizam a intermitência atmosférica, visto que, as variações na temperatura não ocorrem de forma contínua e uniforme, tanto que são bem localizados os retângulos escuros formados ao redor da LOI para

os períodos com certas estabilidades no regime turbulento, intercalado por uma LOI com menores pontos agregados, capturando a mudança brusca de estado do sistema. É preciso recordar que o cálculo da intensidade da velocidade V considera o vento zonal u e meridional v , diferentemente da Tv , ou seja, apesar de haver uma relação inversa entre a V e Tv , não necessariamente refletirá em gráficos de recorrência opostos.

Os RPs para o regime 2 relacionados a Tv , aparentemente possui uma maior estabilidade no período das 23:30 - 23:35 (Figura 74), com uma transição marcante de regime entre 2000 e 2500 pontos, aproximadamente entre os minutos 1.6 e 2.1 que compreende o valor máximo precedido de uma queda na temperatura em torno de -1°C em poucos segundos. Entre o período de 23:35 – 23:40, a variabilidade da Tv foi menor, porém mais instável, tanto que o RP mostra uma taxa de recorrência de $RR=16.9$, bem menor que o valor dos 5 minutos anteriores referentes ao regime 2 (Tabela 10).

No geral, os resultados obtidos para Tv (Tabela 10), assevera a menor estabilidade dos dados quando comparados as séries temporais para a variável V .

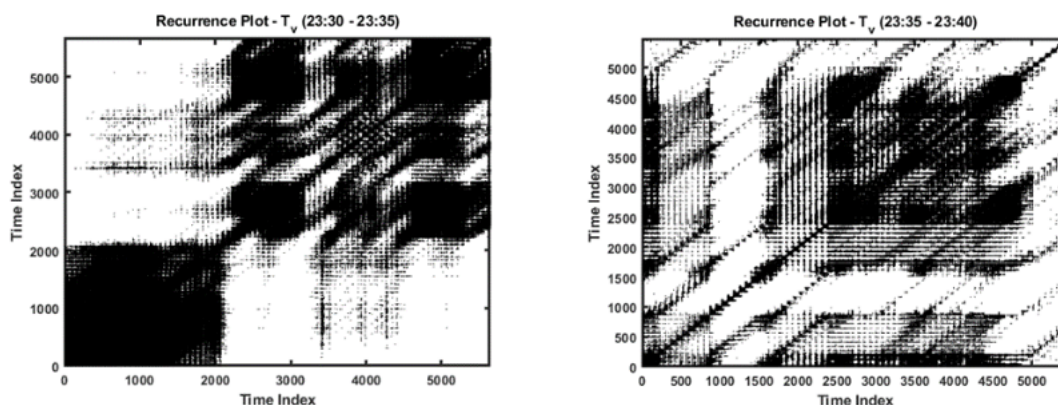


Figura 75 – Os dois gráficos de recorrência representados (da esquerda para a direita) estão relacionados as séries temporais de Tv ($T1$ e $T2$), o primeiro medido entre as 23:30-23:35 e o segundo entre as 23:35-23:40, ambos classificados dentro do regime turbulento 2 proposto por Sun et al., (2012). Para o RP da esquerda, foram utilizados $m=6$, $\tau=3s$ e $\epsilon=0.28$ e para o RP à direita, foram utilizados $m=5$, $\tau=1.5s$ e $\epsilon=0.20$.

As Figuras 76 e 77 possuem seus gráficos de recorrência com áreas brancas e pretas relativamente concentradas. Os RPs para os períodos Tv (23:45-23:50) e Tv (23:50-23:55) possuem uma maior distribuição de pontos brancos que de pontos pretos, indicando mudanças significativas na amplitude do sinal, e um regime turbulento pouco estável.

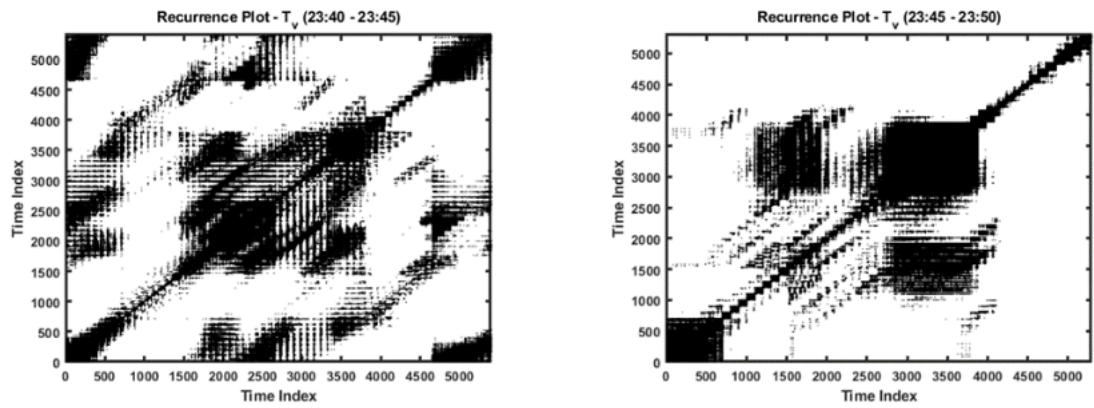


Figura 76 – Os dois gráficos de recorrência representados (da esquerda para a direita) estão relacionados as séries temporais de T_v (T3 e T4), o primeiro medido entre as 23:40-23:45 e o segundo entre as 23:50-23:55, ambos classificados dentro do regime turbulento 3 proposto por Sun et al., (2012). Para o RP da esquerda, foram utilizados $m=8$, $\tau=4.25s$ e $\varepsilon=0.28$ e para o RP à direita, foram utilizados $m=8$, $\tau=5s$ e $\varepsilon=0.28$.

O regime 1, Figura 77 e período T_v (23:50-23:55) foi o regime que apresentou um significativo aumento na temperatura visto a menor média de V nesse período, resultando num maior valor para a entropia, ENTR, quando comparada as outras cinco séries temporais analisadas para a temperatura.

O período para T_v (23:55-00:00) apresentou maior estabilidade em relação ao regime 1 anterior, com quatro períodos de curta estabilidade e marcante intermitência, visto a característica dos gráficos de recorrência.

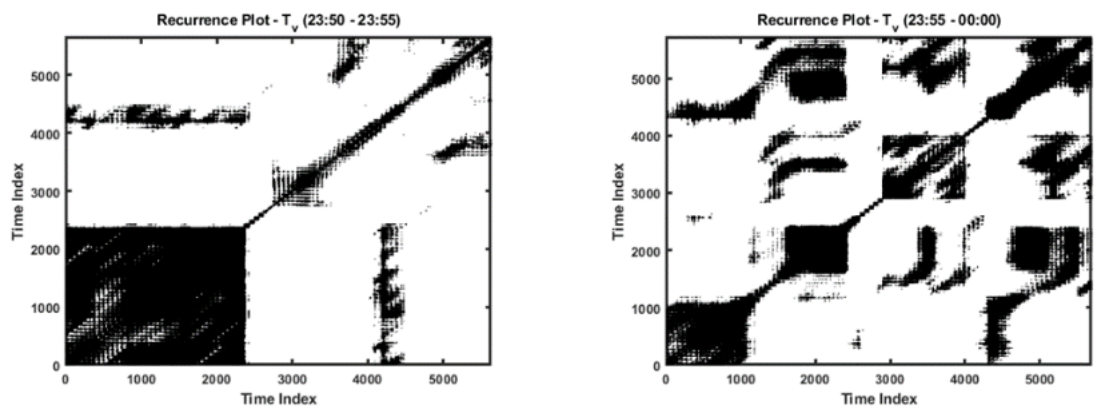


Figura 77 – Os dois gráficos de recorrência representados (da esquerda para a direita) estão relacionados as séries temporais de T_v (T5 e T6), o primeiro medido entre as 23:50-23:55 e o segundo entre as 23:55-00:00, ambos classificados dentro do regime turbulento 1 proposto por Sun et al., (2012). Para o RP da esquerda, foram utilizados $m=7$, $\tau=3s$ e $\varepsilon=0.23$ e para o RP à direita, foram utilizados $m=6$, $\tau=3s$ e $\varepsilon=0.23$.

Tabela 10 – Resultados das análises de recorrência quantitativa (RQA) para os três regimes turbulentos. Regime turbulento 2 [(23:30 – 23:35); (23:35 – 23:40)], regime turbulento 3 [(23:40 – 23:45); (23:45 – 23:50)] e regime turbulento 1 [(23:50 – 23:55); (23:55 – 00:00)].

T_V	RR	DET	$L_{MÁX}$	ENT	LAM	TT
23:30-23:35	30.1	65.4	458	3.2	76.4	8.7
23:35-23:40	16.9	60.7	1401	3.1	73.6	8.3
23:40-23:45	16.6	67.6	1004	3.5	77.8	10.0
23:45-23:50	20.0	86.2	2911	4.3	90.5	22.1
23:50-23:55	26.6	86.2	2586	4.4	90.3	19.2
23:55-00:00	24.4	83.7	2804	4.2	88.7	17.9

5 CONCLUSÕES

Este estudo empregou a Teoria HOST para classificar os regimes turbulentos para a camada limite noturna e utilizou métodos não-lineares para caracterizá-los. Os resultados revelaram a complexidade e a dinamicidade da atmosfera terrestre, evidenciando comportamentos não lineares e não estacionários. Durante o período analisado, foi observado a possível presença de fenômenos como rajadas de vento e variações cíclicas na produção e dissipação de energia durante a noite.

A análise dos atratores caóticos revelou que a intensidade do vento desempenha um papel fundamental na dimensão do atrator, refletindo a complexidade do sistema. Os expoentes de Lyapunov diminuíram ao longo do tempo para as três variáveis, sugerindo uma redução na sensibilidade do sistema às condições iniciais devido à dissipação de energia turbulenta. Além disso, os gráficos de recorrência (RP) e a análise de recorrência quantitativa (RQA) destacaram a presença de deriva e descontinuidades nas séries temporais não estacionárias, com diferenças notáveis entre os regimes turbulentos. Possivelmente, o período analisado tem característica de um oscilador amortecido, visto a grande dissipação de energia durante o período de 30 minutos capturado na dimensão do atrator caótico e na característica de desgaste visualizada nos gráficos de recorrência.

Este estudo, que combinou ferramentas da Teoria dos Sistemas Complexos com métodos tradicionais, demonstrou a consistência dos resultados, indicando a aproximação do limite inferior da caoticidade do movimento do ar na CLN. Isso ressalta a confiabilidade desses métodos para avaliar os limites de validade da aplicabilidade do método de eddy covariance na medição de fluxos e das condições dinâmicas da atmosfera na totalidade.

Em geral, esta pesquisa contribuiu significativamente para a compreensão dos regimes turbulentos noturnos e demonstrou a utilidade das abordagens não lineares para analisar a complexidade desses sistemas atmosféricos. Os resultados podem auxiliar nos estudos relacionados à climatologia, previsão do tempo e monitoramento da qualidade do ar.

As sugestões para trabalhos futuros é estudar os regimes turbulentos a partir de outras técnicas não-lineares:

Redes Complexas - Por não ter como pressuposto a estacionariedade das séries temporais dos dados, pode-se aplicar o método após a simples filtragem dos dados, preservando o máximo de informações, estudando desse modo a topologia dos regimes turbulentos.

Dragon-kings (Reis Dragões) - Essa metodologia se baseia na identificação e análise de padrões de comportamento não linear e não estacionário em séries temporais, detectando eventos extremos, podendo auxiliar no aprofundamento analítico da

ocorrência de fenômenos extremos e como estes afetam os regimes turbulentos.

REFERÊNCIAS

ABARBANEL, H. D. I. Choosing Time Delays. In: Analysis of Observed Chaotic Data. Institute for Nonlinear Science. Springer, New York, NY. In: ABARBANEL, H. D. I. (Ed.). [s.n.], 1996. Disponível em: https://doi.org/10.1007/978-1-4612-0763-4_3. Citado na página 40.

ABRAHAM, C.; GOLDBLATT, C. Changes in relative humidity profiles over Earth's oceans in a warming climate: a satellite data based inference. **Journal of the Atmospheric Sciences**, Journal of the Atmospheric Sciences, v. 80, n. 7, p. 1847 – 1866, 2023. Disponível em: <https://doi.org/10.1175/JAS-D-22-0119.1>. Citado na página 112.

ABRAHAM, C.; MONAHAN, A. H. Climatological Features of the Weakly and Very Stably Stratified Nocturnal Boundary Layers. Part III: The Structure of Meteorological State Variables in Persistent Regime Nights and across Regime Transitions. **Journal of the Atmospheric Sciences**, AMS, v. 76, n. 11, p. 3505 – 3527, NOV 2019a. Disponível em: <https://doi.org/10.1175/JAS-D-18-0274.1>. Citado na página 18.

ABRAHAM, C.; MONAHAN, A. H. Climatological features of the weakly and very stably stratified nocturnal boundary layers Part I: state variables containing information about regime occupation. **Journal of the Atmospheric Sciences**, AMS, p. 3455 – 3484, NOV 2019b. Disponível em: <https://doi.org/10.1175/JAS-D-18-0261.1>. Citado na página 18.

ABRAHAM, C.; MONAHAN, A. H. Climatological features of the weakly and very stably stratified nocturnal boundary layers Part II: regime occupation and transition statistics and the influence of external drivers. **Journal of the Atmospheric Sciences**, AMS, v. 76, n. 11, p. 3485 – 3504, NOV 2019c. Disponível em: <https://doi.org/10.1175/JAS-D-19-0078.1>. Citado na página 18.

ABRAHAM, C.; MONAHAN, A. H. Spatial dependence of stably stratified nocturnal boundary-layer regimes in complex terrain. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 177, n. 1, p. 19 – 47, 2020. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-020-00532-x>. Citado 2 vezes nas páginas 18 e 19.

ACEVEDO, O.; FITZJARRALD, D. R. In the core of the night-effects of intermittent mixing on a horizontally heterogeneous surface. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 106, p. 1 – 33, 2003. Disponível em: <https://doi.org/10.1023/A:1020824109575>. Citado na página 21.

ACEVEDO, O. C. *et al.* External controls on the transition between stable boundary-layer turbulence regimes. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley, v. 147, n. 737, p. 2335 – 2351, 2021. Disponível em: <https://doi.org/10.1002/qj.4027>. Citado na página 23.

ACEVEDO, O. C. *et al.* Contrasting structures between the decoupled and coupled states of the stable boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley, v. 142, n. 695, p. 693 – 702, 2016. Disponível em: <https://doi.org/10.1002/qj.2693>. Citado na página 18.

ACEVEDO, O. C. *et al.* The nocturnal boundary layer transition from weakly to very stable. Part I: Observations. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley, v. 145, n. 725, p. 3577 – 3592, 2019. Disponível em: <https://doi.org/10.1002/qj.3642>. Citado na página 18.

ACEVEDO, O. C. *et al.* Is friction velocity the most appropriate scale for correcting nocturnal carbon dioxide fluxes? **Agricultural and Forest Meteorology**, Elsevier, v. 149, n. 1, p. 1 – 10, 2009. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.agrformet.2008.06.014>. Citado na página 21.

ADDISON, P. S. **Fractals and chaos: an illustrated course**. CRC Press. [S.l.: s.n.], 1997. Citado 2 vezes nas páginas 43 e 44.

ADDISON, P. S. **The illustrated wavelet transform handbook: introductory theory and applications in science, engineering, medicine and finance**. 2. ed. [S.l.]: CRC press, 2017. 446 p. ISBN 13: 978-1-4822-5132-6. Citado na página 67.

ALLIGOOD, K. T.; SAUER, T. D.; YORKE, J. A. **Chaos-An Introduction to Dynamical Systems: Textbooks in Mathematical Sciences**. [S.l.]: Springer, 1996. ISBN 0-387-94677-2. Citado na página 43.

ANSELMET, F. *et al.* High-order velocity structure functions in turbulent shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 140, 63-89. 1984. Disponível em: <https://doi.org/10.1017/S0022112084000513>. Citado na página 25.

ANSORGE, C. Scale Dependence of Atmosphere–Surface Coupling Through Similarity Theory. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 170, p. 1 – 27, 2019. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-018-0386-y>. Citado na página 18.

ANSORGE, C.; MELLADO, J. P. Global intermittency and collapsing turbulence in the stratified planetary boundary layer. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 153, n. 1, p. 89 – 116, 2014. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-014-9941-3>. Citado na página 19.

ARTAXO, P. *et al.* Química atmosférica na Amazônia: a floresta e as emissões de queimadas controlando a composição da atmosfera amazônica. **Acta amazônica**, v. 35, p. 185 – 196, 2005. Citado na página 70.

ARYA, S. P. **Introduction to micrometeorology: International Geophysics Series**. [S.l.]: Academic Press, 1988. v. 42. 307 p. Citado na página 14.

AS, D. V.; BROEKE, M. R. V. D.; HELSEN, M. M. Strong-wind events and their impact on the near-surface climate at Kohnen Station on the Antarctic Plateau. **Antarctic Science**, v. 19, n. 4, p. 507 – 519, 2007. Citado na página 82.

AYOADE, J. O. **Introduction to Climatology for the Tropics**. Chichester: Wiley, 1983. Citado na página 71.

BALDOCCHI, D. Measuring fluxes of trace gases and energy between ecosystems and the atmosphere—the state and future of the eddy covariance method. **Glob. Change Biol.**, v. 20, p. 3600 – 3609, 2014. Citado na página 3.

BALISTA, F. **Entropia da informação de variáveis micrometeorológicas de uma floresta de transição em Mato Grosso**. 2021. 55 p. Dissertação (Programa de Pós-Graduação em Física Ambiental) — Universidade Federal de Mato Grosso. Citado na página 97.

BATCHELOR, G. K.; PROUDMAN, I. The large-scale structure of homogenous turbulence. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences**, v. 248, n. 949, p. 369 – 405, 1956. Citado na página 13.

BAUWERAERTS, P.; MEYERS, J. On the feasibility of using large-eddy simulations for real-time turbulent-flow forecasting in the atmospheric boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 171, n. 2, p. 213 – 235, 2019. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-019-00428-5>. Citado na página 21.

BENZI, R.; VULPIANI, A. Multifractal approach to fully developed turbulence. **Rendiconti Lincei. Scienze Fisiche e Naturali**, Springer, p. 1 – 7, 2022. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s12210-022-01078-5>. Citado na página 24.

BERGÉ, P.; POMEAU, Y.; VIDAL, C. *L'ordre dans le Chaos*, Hermann, Paris (1984). Hermann, v. 33, 1985. Citado 2 vezes nas páginas 1 e 2.

BETTS, A. K. Coupling of water vapor convergence, clouds, precipitation, and land-surface processes. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, Wiley, v. 112, n. D10108, 2007. Disponível em: <https://doi.org/10.1029/2006JD008191>. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 20.

BETTS, A. K. *et al.* The Amazonian boundary layer and mesoscale circulations. In: AL, M. K. et (Ed.). **Amazonia and Global Change, Geophysical Monograph Series**. Washington, D. C.: AGU, 2009. v. 186, p. 163 – 181. Disponível em: [doi:10.1029/2008GM000725](https://doi.org/10.1029/2008GM000725). Citado na página 14.

BIRKHOFF, G. D. Dynamical systems with two degrees of freedom. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, v. 3, n. 4, p. 314-316. 1917. Disponível em: <https://doi.org/10.1073/pnas.3.4.314>. Citado na página 26.

BODEA, C. N. *et al.* Learning Analytics. In *Advanced Methodologies and Technologies in Modern Education Delivery*. **IGI Global**, p. 739 – 750, 2019. Citado na página 66.

BRADLEY, E.; KANTZ, H. Nonlinear time-series analysis revisited. **Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science**, AIP Publishing, v. 25, n. 9, 2015. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.4917289>. Citado 5 vezes nas páginas 2, 36, 37, 44 e 65.

BRUNTON, S.; KUTZ, J. N. **Data-driven science and engineering: Machine learning, dynamical systems, and control**. 2. ed. [S.l.]: Cambridge University Press, 2022. 614 p. ISBN 9781009098489. Citado 2 vezes nas páginas 27 e 28.

BUDAEV, V. P. *et al.* Extended self-similarity of intermittent turbulence in edge magnetized plasmas. *Nuclear Fusion*, 48(2), 024014. 2008. Citado na página 25.

BULUSU, K. V.; PLESNIAK, M. W. Shannon entropy-based wavelet transform method for autonomous coherent structure identification in fluid flow field data. **Entropy**, MDPI, v. 17, n. 10, p. 6617 – 6642, 2015. Disponível em: <https://doi.org/10.3390/e17106617>. Citado na página 75.

BUNDE, A.; HAVLIN, S. **Fractals in science**. [S.l.]: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1994. 298 p. ISBN 978-3-662-11779-8. Citado na página 43.

BURRUS, S. R.; GOPINATH, R.; GUO, H. **Introduction to Wavelets and Wavelet Transforms: A Primer**. 1. ed. Englewood Cliffs: Prentice- Hall, 1998. Citado na página 67.

CAMPANHARO, A. S. L. O. *et al.* Searching chaos and coherent structures in the atmospheric turbulence above the Amazon forest. **Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, The Royal Society Publishing, v. 366, n. 1865, p. 579 – 589, 2008. Disponível em: <https://doi.org/10.1098/rsta.2007.2118>. Citado 3 vezes nas páginas 2, 21 e 104.

CAMUSSI, R.; GUJ, G. Decomposição wavelet ortonormal de escoamentos turbulentos: intermitência e estruturas coerentes. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 348, p. 177 – 199, 1997. Disponível em: <https://doi.org/10.1017/S0022112097006551>. Citado na página 75.

CARNEIRO, R. *et al.* Nocturnal boundary layer erosion analysis in the Amazon using large-eddy simulation during GoAmazon project 2014/5. **Atmosphere**, v. 12, n. 2, p. 240 –, 2021. Citado na página 2.

CARSON, D. J. An introduction to the parametrization of land-surface process. Part I: radiation and turbulence. **The Meteorological Magazine**, v. 116, n. 1381, p. 229 – 242, 1987. ISSN 00261149. Disponível em: <https://indico.ictp.it/event/a02195/contribution/3/material/0/0.pdf>. Citado na página 1.

CHAMECKI, M. *et al.* Effects of Vegetation and Topography on the Boundary Layer Structure above the Amazon Forest. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 77, n. 8, p. 2941 – 2957, 2020. Disponível em: <https://doi.org/10.1175/JAS-D-20-0063.1>. Citado na página 69.

CHARÓ, G. D. *et al.* Topological effects of noise on nonlinear dynamics. 2020. Disponível em: <https://hal.science/hal-03034441/file/arxiv.pdf>. Citado na página 27.

CHENG, Y.; PARLANGE, M. B.; BRUTSAERT, W. Pathology of Monin-Obukhov similarity in the stable boundary layer. **Journal of Geophysical Research**, Wiley, v. 110, n. D06101, p. 1 – 10, 2005. Disponível em: <https://doi.org/10.1029/2004JD004923>. Citado na página 21.

CHOWDHURI, S.; KALMÁR-NAGY, T.; BANERJEE, T. Persistence analysis of velocity and temperature fluctuations in convective surface layer turbulence. **Physics of Fluids**, v. 32, n. 7, 2020. Citado na página 2.

CIRINO et al. Observations of Manaus urban plume evolution and interaction with biogenic emissions in GoAmazon 2014/5. **Atmospheric Environment**, v. 191, p. 513 – 524, 2018. Citado na página 2.

CIRINO, G. *et al.* Observations of Manaus urban plume evolution and interaction with biogenic emissions in GoAmazon 2014/5. **Atmospheric Environment**, v. 191, p. 513 – 524, 2018. Citado na página 70.

CONSTANTIN, P.; FOIAS, C. **Navier-stokes equations**. [S.l.]: University of Chicago Press, 2020. Citado na página 6.

COSTA, F. D. *et al.* A Simplified Model for Intermittent Turbulence in the Nocturnal Boundary Layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, AMS, v. 68, n. 8, p. 1714 – 1729, 2011. Disponível em: <https://doi.org/10.1175/2011JAS3655.1>. Citado 2 vezes nas páginas 2 e 21.

CRILLY, T. **Fractals Meet Chaos**. In: Mathematics of Complexity and Dynamical Systems. [S.l.: s.n.], 2009. Citado na página 33.

CRUTCHFIELD, J. P. **Prediction and stability in classical mechanics. Senior thesis in physics and mathematics**. Santa Cruz. 1979. Tese (Doutorado) — University of California. Citado na página 37.

DAKOS, V. *et al.* Methods for detecting early warnings of critical transitions in time series illustrated using simulated ecological data. **PloS one**, v. 7, n. 7, p. e41010 –, 2012. Citado na página 85.

DAKOS, V. *et al.* Slowing down as an early warning signal for abrupt climate change. **Proceedings of the National Academy of Sciences**, v. 105, n. 38, p. 14308 – 14312, 2008. Citado na página 85.

DAUBECHIES, I. The wavelet transform, time-frequency localization and signal analysis. **IEEE transactions on information theory**, v. 36, n. 5, p. 961 – 1005, 1990. Disponível em: [10.1109/18.57199](https://doi.org/10.1109/18.57199). Citado na página 69.

DAUBECHIES, I.; SWELDENS, W. Factoring wavelet transforms into lifting steps. **Journal of Fourier analysis and applications**, v. 4, n. 3, p. 245 – 267, 1998. Disponível em: <https://citeseerx.ist.psu.edu/document?repid=rep1&type=pdf&doi=a16f6557c127d20252e17a567fb220de475f42d1>. Citado 2 vezes nas páginas 66 e 69.

DAVIES, P. O. A. L.; YULE, A. J. Coherent structures in turbulence. **Journal of Fluid Mechanics**. v. 69, n. 3, p. 513 – 537, 1975. Disponível em: <https://doi.org/10.1017/S0022112075001541>. Citado na página 78.

DIAS-JUNIOR, C. Q. *et al.* Convective storms and non-classical low-level jets during high ozone level episodes in the Amazon region: An ARM/GOAMAZON case study. **Atmospheric environment**, Elsevier, v. 155, p. 199 – 209, 2017. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2017.02.006>. Citado na página 23.

DIAS-JÚNIOR, C. Q. *et al.* Turbulence regimes in the stable boundary layer above and within the Amazon forest. **Agricultural and forest meteorology**, Elsevier, v. 233, p. 122 – 132, 2017. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.agrformet.2016.11.001>. Citado na página 20.

DICKEY, D.; FULLER, W. Distribution of the estimators for autoregressive time series with a unit root. **Journal of the American Statistical Association**, Taylor & Francis, v. 74, n. 366a, p. 427 – 431, 1979. Disponível em: <https://doi.org/10.1080/01621459.1979.10482531>. Citado na página 65.

DRAXL, C. *et al.* Evaluating winds and vertical wind shear from Weather Research and Forecasting model forecasts using seven planetary boundary layer schemes. **Wind Energy**, v. 17, n. 1, p. 39 – 55, 2014. Citado na página 113.

ECKE, R. The turbulence problem. **Los Alamos Science**, v. 29, p. 124 – 141, 2005. Citado na página 1.

ECKMANN, J. Roads to turbulence in dissipative dynamical systems. Reviews of modern physics, v. 53, n. 4, p. 643, 1981. **Reviews of Modern Physics**, American Physical Society, v. 53, n. 4, p. 643 – 654, 1981. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.53.643>. Citado na página 3.

ECKMANN, J.; KAMPHORST, S. O.; RUELLE, D. Recurrence plots of dynamical systems. **Europhysics Letters**, v. 5, p. 973 – 977, 1987. Citado na página 60.

ECKMANN, J.; RUELLE, D. Fundamental limitations for estimating dimensions and Lyapunov exponents in dynamical systems. **Physica D: Nonlinear Phenomena**, Elsevier, v. 56, n. 2-3, p. 185 – 187, 1992. Disponível em: [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(92\)90023-G](https://doi.org/10.1016/0167-2789(92)90023-G). Citado na página 54.

ECKMANN, J. P. *et al.* Liapunov exponents from time-series. **PHYSICAL REVIEW A**, v. 34, n. 6, p. 4971 – 4979, 1986. Citado 2 vezes nas páginas 38 e 55.

ECKMANN, J. P.; RUELLE, D. Ergodic theory of chaos and strange attractors, v. 57, n. 3, p. 617, 1985. **Reviews of modern physics**, American Physical Society, v. 57, n. 3, 1985. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.57.617>. Citado na página 1.

FARGE, M. Wavelet transforms and their applications to turbulence. **Annual review of fluid mechanics**, v. 24, n. 1, p. 395 – 458, 1992. Disponível em: <https://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev.fl.24.010192.002143?journalCode=fluid>. Citado 2 vezes nas páginas 68 e 75.

FARGE, M. **Évolution des théories sur la turbulence développée**: Chaos et déterminisme. eds. Dahan et al, 212-245. éditions du seuil. [S.l.: s.n.], 1992. Citado na página 11.

FARGE, M. *et al.* Continuous wavelet analysis of coherent structures. In Proceedings of the Summer Program of Center for Turbulence Research, Stanford, CA, USA, 1990; pp. 331–348. In: **Proceedings of the Summer Program of Center for**

Turbulence Research. Stanford, CA, USA: [s.n.], 1990. p. 331 – 348. Disponível em: http://web.stanford.edu/group/ctr/Summer/SP90/35_Farge.pdf. Citado na página 75.

FARIAS, F. O. M. **Detecção de fenômenos extremos na camada limite atmosférica noturna acima da floresta amazônica a partir da análise de sinais precursores**. 2017. 233 p. Tese (Clima e Ambiente - CLIAMB) — Instituto Nacional de Pesquisas da Amazônia - INPA. Citado 2 vezes nas páginas 85 e 112.

FARMER, J. D.; OTT, E.; YORKE, J. A. The dimension of chaotic attractors. **Physica D: Nonlinear Phenomena**, Elsevier, v. 7, n. 1-3, p. 153 – 180, 1983. Disponível em: [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(83\)90125-2](https://doi.org/10.1016/0167-2789(83)90125-2). Citado na página 3.

FEIGENBAUM, M. J. The universal metric properties of nonlinear transformations. *Journal of Statistical Physics*, v. 21, n. 6, p. 669-706. 1979. Citado na página 32.

FERREIRA, P. F. **Estimação e selecção de caos determinístico em séries temporais financeiras**. 2013. 328 p. Tese (Especialização em Métodos Quantitativos) — ISCTE-IUL. Disponível em: <https://repositorio.iscte-iul.pt/handle/10071/8779>. Citado na página 65.

FOKEN, T. The energy balance closure problem: An overview. **Ecological Applications**, v. 18, n. 6, p. 1351 – 1367, 2008. Disponível em: <https://doi.org/10.1890/06-0922.1>. Citado na página 3.

FRANKLIN, K. *et al.* Understanding evaporation ducts on turbulent eddy scales. **Journal of Geophysical Research - Atmospheres**, v. 127, 2022. Citado na página 1.

FRASER, A. M.; SWINNEY, H. Independent coordinates for strange attractors from mutual information. **Physical Review A**, v. 33, 1986. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.33.1134>. Citado na página 41.

FRIEDRICH, R.; PEINKE, J.; KAMPS, O. Fluid Dynamics: Turbulence. In: Hutt, A., Haken, H. (eds) *Synergetics. Encyclopedia of Complexity and Systems Science Series*. Springer, New York, NY. https://doi.org/10.1007/978-1-0716-0421-2_215. 2020. Citado na página 25.

FRISCH, U. From global scaling, a la Kolmogorov, to local multifractal scaling in fully developed turbulence. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences**, Royal Society, v. 434, n. 1890, p. 89 – 99, 1991. Disponível em: <https://doi.org/10.1098/rspa.1991.0082>. Citado na página 14.

FRISCH, U. **Turbulence: the legacy of AN Kolmogorov**. 1. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. 289 p. ISSN 0-521-45713-0. ISBN 0-521-45103-5. Citado 9 vezes nas páginas 6, 8, 9, 12, 13, 14, 24, 25 e 44.

FRISCH, U.; SULEM, P. L.; NELKIN, M. A simple dynamical model of intermittent fully developed turbulence, 87, 719-736, 1978. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 87, n. 4, p. 719 – 736, 1978. Disponível em: <https://doi.org/10.1017/S0022112078001846>. Citado na página 14.

FUENTES, J. D. *et al.* Turbulent transport and reactions of plant-emitted hydrocarbons in an Amazonian rain forest. , 279, 119094. **Atmospheric Environment**, 2022. Citado na página 70.

FUENTES, J. D. *et al.* Linking meteorology, turbulence, and air chemistry in the Amazon rain forest. **Bulletin of the American Meteorological Society**, v. 97, n. 12, p. 2329 – 2342, 2016. Citado na página 72.

GALLEGO, M. C.; GARCÍA, J. A.; CANCELLO, M. L. Characterization of Atmospheric Turbulence by Dynamical Systems Techniques. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 100, p. 375 – 392, 2001. Disponível em: <https://doi.org/10.1023/A:1019236532730>. Citado na página 40.

GARSTANG, M.; FITZJARRALD, D. R. **Observations of surface to atmosphere interactions in the tropics**. 3. ed. New York: Oxford University Press, USA, 1999., 1999a. 405 p. ISBN 9780195112702 e 0195112709. Citado na página 19.

GARSTANG, M.; FITZJARRALD, D. R. **Observations of surface to atmosphere interactions in the tropics**. [S.l.]: Oxford University Press, USA, 1999b. Citado na página 111.

GARSTANG, M. *et al.* Convective cloud downdrafts as the cause of large blowdowns in the Amazon rainforest. **Meteorology and Atmospheric Physics**, Springer, v. 67, p. 199 – 212, 1998. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/BF01277510>. Citado na página 20.

GATT, L. V. *et al.* Amazonia as a carbon source linked to deforestation and climate change. **Nature**, v. 595, p. 388 – 393, 2021. Citado na página 2.

GERKEN, T. *et al.* Investigating the mechanisms responsible for the lack of surface energy balance closure in a central Amazonian tropical rainforest. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 255, p. 92 – 103, 2018. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.agrformet.2017.03.023>. Citado na página 3.

GILMORE, R.; LEFRANC, M. **The topology of chaos: Alice in Stretch and Squeezeland**. 1. ed. [S.l.]: John Wiley & Sons, Inc., 2002. v. 71. 495 p. ISBN 0-471-40816-6. Citado na página 27.

GLEICK, J. **Chaos: Making a new science**. New York: Penguin Books, 1987. Citado na página 36.

GONÇALVES, L. J. *et al.* Interaction between cloud–radiation, atmospheric dynamics and thermodynamics based on observational data from GoAmazon 2014/15 and a cloud-resolving model. **Atmospheric Chemistry and Physics**, v. 22, n. 3, p. 15509 – 15526, 2022. Citado na página 69.

GRANT, H. L.; STEWART, R. W.; MOILLIET, A. Turbulence spectra from a tidal channel. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 12, n. 2, p. 241 – 268, 1962. Disponível em: <https://doi.org/10.1017/S002211206200018X>. Citado na página 13.

- GRASSBERGER, P.; PROCACCIA, I. Characterization of Strange Attractors. **Physical Review Letters**, APS, v. 50, n. 5, p. 346 – 349, Jan 1983 (a). Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.50.346>. Citado 4 vezes nas páginas 3, 4, 5 e 44.
- GRASSBERGER, P.; PROCACCIA, I. Dimensions and Entropies of Strange Attractors from a Fluctuating Dynamics Approach. **Physica D: Nonlinear Phenomena**, Elsevier, v. 13, n. 1, p. 34 – 54, 1984. ISSN 0167-2789. Disponível em: [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(84\)90269-0](https://doi.org/10.1016/0167-2789(84)90269-0). Citado 2 vezes nas páginas 3 e 5.
- GRASSBERGER, P.; PROCACCIA, I. Estimation of the Kolmogorov entropy from a chaotic signal. v. 28, n. 4, p. 2591. **Physical review A**, APS, v. 28, n. 4, p. 2591 –, Oct 1983 (b). Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.28.2591>. Citado 2 vezes nas páginas 3 e 44.
- GREBOGI, C.; OTT, E.; YORKE, J. A. Metamorphoses of basin boundaries in nonlinear dynamical systems. **Physical Review Letters**, v. 56, n. 10, p. – 1011, 1986. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.56.1011>. Citado na página 1.
- HAMILTON, J. D. **Time Series Analysis**. Princeton NJ: Princeton University Press, 1994. 799 p. Citado na página 65.
- HAO, X.; CAO, T.; SHEN, L. Mechanistic study of shoaling effect on momentum transfer between turbulent flow and traveling wave using large-eddy simulation. **Physical Review Fluids**, v. 6, n. 054608, 2021. Citado na página 1.
- HAUGAARD, A. M. Predicting the bounds of large chaotic systems using low-dimensional manifolds. **Plos one**, v. 12, n. 6, p. e0179507 –, 2017. Citado na página 101.
- HAYES, M. H. **Statistical digital signal processing and modeling**. 1. ed. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1996. 624 p. ISSN 978-0471594314. ISBN 0471594318. Citado na página 76.
- HEGGER, R.; KANTZ, H. Practical implementation of nonlinear time series methods: The TISEAN package. **Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science**, AIP Publishing, v. 9, n. 2, p. 413 – 435, 1999. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.166424>. Citado 4 vezes nas páginas 39, 43, 45 e 51.
- HÉNON, M. On the numerical computation of Poincaré maps. **Physica D: Nonlinear Phenomena**, v. 5, n. 2-3, p. 412-414. 1982. Citado na página 28.
- HENTSCHEL, H. G. E.; PROCACCIA, I. The infinite number of generalized dimensions of fractals and strange attractors. **Physica D: Nonlinear Phenomena**, Elsevier, v. 8, n. 3, p. 435 – 444, 1983. Disponível em: [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(83\)90235-X](https://doi.org/10.1016/0167-2789(83)90235-X). Citado 2 vezes nas páginas 23 e 24.
- HILBORN, R. C. **Chaos and nonlinear dynamics: an introduction for scientists and engineers**. 2. ed. [S.l.]: Oxford University Press on Demand, 2000. 672 p. ISBN 9780198507239. Citado na página 32.

- HILL, G.; THOMAS, M. Dilution and its part in effective air pollution control. **Industrial Medicine and Surgery**, v. 19, n. 3, p. 121 –, 1950. Citado na página 70.
- HOFSTADTER, D. R. Mathematical Chaos an Stranger Attractors. In: HOFSTADTER, D. R. (Ed.). **Metamagical Themas**: Questing for the essence of mind and patter. [S.l.: s.n.], 1982. cap. 16. Citado na página 1.
- HOLMES, P. *et al.* **Turbulence, coherent structures, dynamical systems and symmetry**. Cambridge university press. 2. ed. Cambridge University Press, 2012. ISBN 9780511919701. Disponível em: <https://doi.org/10.1017/CBO9780511919701>. Citado 2 vezes nas páginas 7 e 8.
- HOUGHTON, J. **The Physics of Atmosphere**. 3. ed. [S.l.]: . Cambridge University Press, 2002. 320 p. Citado na página 4.
- HUANG, N. E. *et al.* The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A: mathematical, physical and engineering sciences**, v. 454, n. 1971, p. 903 – 995, 1998. Disponível em: <https://doi.org/10.1098/rspa.1998.0193>. Citado na página 65.
- HUFFAKER, R.; BITTELLI, M.; ROSA, R. **Nonlinear time series analysis with R**. 1. ed. [S.l.]: Oxford University Press, 2017. 360 p. ISBN 978-0-19-878293-3. Citado 12 vezes nas páginas 28, 29, 32, 38, 39, 42, 44, 46, 50, 51, 53 e 60.
- IHLEN, E. A. F. Introduction to multifractal detrended fluctuation analysis in Matlab. **Frontiers in physiology**, METHODS ARTICLE, v. 3, n. 141, p. 1 – 18, 2012. Disponível em: <https://doi.org/10.3389/fphys.2012.00141>. Citado na página 24.
- IPCC. Intergovernmental Panel On Climate Change . Climate Change 2007: The Physical Science Basis. **Intergovernmental Panel on Climate Change**, Geneva, 2007. Citado na página 2.
- JANHÄLL, S. Review on urban vegetation and particle air pollution–Deposition and dispersion. **Atmospheric environment**, v. 105, p. 130 – 137, 2015. Citado na página 70.
- KABIRAJ, L. *et al.* Recurrence plots for the analysis of combustion dynamics. In: KABIRAJ, L. *et al.* (Ed.). **Recurrence Plots and Their Quantifications**: Expanding horizons: Proceedings of the 6th international symposium on recurrence plots. Grenoble, France: Springer International Publishing, 2016. p. 321 – 339. Citado na página 114.
- KANTZ, H. A robust method to estimate the maximal Lyapunov exponent of a time series. **Physics letters A**, Elsevier, v. 185, n. 1, p. 77 – 87, 1994. Disponível em: [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(94\)90991-1](https://doi.org/10.1016/0375-9601(94)90991-1). Citado 3 vezes nas páginas 55, 57 e 107.
- KANTZ, H.; SCHREIBER, T. **Nonlinear time series analysis**. 2. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2004. v. 7. 369 p. ISBN 0 521 82150 9. Disponível em:

<http://www.cambridge.org>. Citado 12 vezes nas páginas 2, 4, 36, 39, 40, 44, 46, 55, 57, 65, 94 e 107.

KATUL, G. G. *et al.* Stationarity, homogeneity, and ergodicity in canopy turbulence.. Chap.8, 2004. In: KATUL, G. G. *et al.* (Ed.). **Netherland. Handbook of Micrometeorology**. Springer, 2004. cap. 8. Disponível em: DOI:10.1007/1-4020-2265-4_8. Citado na página 11.

KATUL, G. G. *et al.* Intermittency, local isotropy, and non-Gaussian statistics in atmospheric surface layer turbulence. , v. 6, n. 7, p. , 1994. **Physics of Fluids**, v. 6, n. 7, p. 2480 – 2492, 1994. Citado na página 68.

KENNEL, M. B.; BROWN, R.; ABARBANEL, H. D. Determining embedding dimension for phase-space reconstruction using a geometrical construction. **Physical Review A**, v. 45, n. 6, p. 3403 –, 1992. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.45.3403>. Citado na página 39.

KHAIROUTDINOV, M.; RANDALL, D. High-Resolution Simulation of Shallow-to-Deep Convection Transition over Land. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 63, p. 3421 – 3436, 2006. Citado na página 92.

KOLMOGOROV, A. N. A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds number. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 13, n. 1, p. 82 – 85, 1962. Disponível em: <https://doi.org/10.1017/S0022112062000518>. Citado na página 13.

KOLMOGOROV, A. N. Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence. In: Dokl. Akad. Nauk. SSSR. p. 19 – 21, 1941. Citado na página 10.

KONDO, J.; KANECHIKA, O.; YASUDA, N. Heat and momentum transfers under strong stability in the atmospheric surface layer. **Journal of Atmospheric Sciences**, AMS, v. 35, n. 6, p. 1012 – 1021, 1978. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1978\)035<1012:HAMTUS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1978)035<1012:HAMTUS>2.0.CO;2). Citado na página 17.

KUGIUMTZIS, D. Surrogate data test on time series. In: SOOFI A.S., C. L. (Ed.). **Modelling and Forecasting Financial Data: Techniques of nonlinear dynamics**. Springer Science+Business Media New York, 2002. v. 2, p. 267 – 282. ISBN 978-1-4613-5310-2. Disponível em: https://doi.org/10.1007/978-1-4615-0931-8_13. Citado na página 46.

KUGIUMTZIS, D. Test your surrogate data before you test for nonlinearity. **Physical Review E**, American Physical Society, v. 60, n. 3, p. 2808 –, 1999. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.60.2808>. Citado na página 46.

KWIATKOWSKI, D. *et al.* Testing the Null Hypothesis of Stationarity against the Alternative of a Unit Root. **Journal of Econometrics**, Elsevier, v. 54, p. 159 – 178, 1992. Disponível em: [https://doi.org/10.1016/0304-4076\(92\)90104-Y](https://doi.org/10.1016/0304-4076(92)90104-Y). Citado na página 65.

LAN, C. *et al.* Turbulence structures in the very stable boundary layer under the influence of wind profile distortion, 127(20), e2022JD036565. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, Wiley, v. 127, n. 20, p. 1 – 15, 2022. Disponível em: <https://doi.org/10.1029/2022JD036565>. Citado na página 18.

LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M. **Mechanics of continuous media** Moscow. Russia: Gostekhizdat: [s.n.], 1944. Citado na página 13.

LANG, S.; ZHU, H.; WEI, C. L. Study on the boundedness, stability and dynamic characteristics of friction system based on fractal and chaotic theory. **Tribology International**, Elsevier, v. 180, p. 108228 –, 2023. Citado na página 114.

LESIEUR, M. **Introduction to Turbulence in Fluid Mechanics**: Turbulence in Fluids: Fourth Revised and Enlarged Edition. [S.l.: s.n.], 2008. 1-23 p. Citado na página 11.

LI, T. Y.; YORKE, J. A. Period Three Implies Chaos. *Am. Math. Monthly*, 82, 985–992. 1975. Citado na página 29.

LIANG, J. *et al.* Turbulence regimes and the validity of similarity theory in the stable boundary layer over complex terrain of the Loess Plateau, China. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, Wiley, v. 119, p. 6009 – 6021, 2014. Disponível em: <https://doi.org/10.1002/2014JD021510>. Citado na página 18.

LIMA, P. C. D. **Wavelets**: uma introdução. *Matemática Universitária*. v. 33, p. 13-44, 2002. Disponível em: <http://150.164.25.15/~lima/artigos/rmu33.pdf>. Citado na página 66.

LORENZ, E. N. Deterministic nonperiodic flow. **Journal of atmospheric sciences**, v. 20, n. 2, p. 130 – 141, 1963. Disponível em: https://journals.ametsoc.org/downloadpdf/journals/atsc/20/2/1520-0469_1963_020_0130_dnf_2_0_co_2.pdf. Citado 5 vezes nas páginas 1, 11, 23, 33 e 35.

LORENZ, E. N. Irregularity: A fundamental property of the atmosphere. **Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography**, v. 36, n. 2, p. 98 – 110, 1984. Disponível em: <https://doi.org/10.3402/tellusa.v36i2.11473>. Citado na página 21.

LUMLEY, J. L. Some comments on turbulence. **Physics of Fluids A: Fluid Dynamics**, v. 4, n. 2, p. 203 – 211, 1992a. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.1693329>. Citado 3 vezes nas páginas 1, 6 e 13.

LUMLEY, J. L. Some comments on turbulence. **Physics of Fluids A: Fluid Dynamics**, v. 4, n. 2, p. 203 – 211, 1992b. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.858347>. Citado na página 7.

LUMLEY, J. L.; YAGLOM, A. M. A century of turbulence. *Flow, turbulence and combustion*. v. 66, p. 241 – 286, 2001a. Disponível em: <https://doi.org/10.1023/A:1012437421667>. Citado na página 7.

LUMLEY, J. L.; YAGLOM, A. M. A century of turbulence. **Flow, turbulence and combustion**, Springer, v. 66, p. 241 – 286, 2001b. ISSN 1386-6184. Disponível em: DOI10.1023/A:1012437421667. Citado 2 vezes nas páginas 1 e 6.

- LYNCH, S. **Dynamical systems with applications using MATLAB**. Boston: Birkhäuser, 2004. 2. ed. Springer Cham Heidelberg, 2014. 514 p. ISBN 978-3-319-06819-0. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-06820-6>. Citado na página 23.
- MACHADO, L. A. T.; LAURENT, H.; LIMA, A. A. Diurnal march of the convection observed during TRMM-WETAMC/LBA. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, Wiley, v. 107, n. D20, p. 1 – 15, 2002. Disponível em: <https://doi.org/10.1029/2001JD000338>. Citado na página 20.
- MAHRT, L. Stably stratified atmospheric boundary layers. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 46, p. 23 – 45, 2014a. Disponível em: <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-010313-141354>. Citado na página 18.
- MAHRT, L. Stably stratified atmospheric boundary layers. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 46, p. 23 – 45, 2014b. Citado na página 113.
- MAHRT, L. Stratified atmospheric boundary layers. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 90, p. 375 – 396, 1999. Disponível em: <https://doi.org/10.1023/A:1001765727956>. Citado na página 17.
- MAHRT, L.; ACEVEDO, O. Types of Vertical Structure of the Nocturnal Boundary Layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, p. 1 – 21, 2022. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-022-00716-7>. Citado na página 18.
- MAHRT, L.; SUN, J.; STAUFFER, D. Dependence of turbulent velocities on wind speed and stratification. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 71, n. 1, p. 155 – 55, 2015. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-014-9992-5>. Citado na página 18.
- MAHRT, L. *et al.* Non-stationary Generation of Weak Turbulence for Very Stable and Weak-Wind Conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 147, p. 179 – 199, 2013. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-012-9782-x>. Citado na página 18.
- MAHRT, L.; VICKERS, D. Contrasting vertical structures of nocturnal boundary layers. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 105, n. 2, p. 351 – 363, 2002. Disponível em: <https://doi.org/10.1023/A:1019964720989>. Citado na página 21.
- MAKARIEVA, A. M. *et al.* The role of ecosystem transpiration in creating alternate moisture regimes by influencing atmospheric moisture convergence. **Global Change Biology**, Wiley, v. 29, n. 9, p. 2536 – 2556, 2023. Disponível em: <https://doi.org/10.1111/gcb.16644>. Citado na página 20.
- MALETIĆ, S.; ZHAO, Y.; RAJKOVIĆ, M. Persistent topological features of dynamical systems. **Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science**, v. 26, n. 5, p. 053105, 2016. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.4949472>. Citado na página 27.

MANDELBROT, B. **Fractals**. San Francisco: Freeman, 1977. Citado 2 vezes nas páginas 35 e 43.

MANDELBROT, B. **The fractal geometry of nature**. New York: W. H. Freeman, 1982. Citado na página 44.

MANDELBROT, B. B. Intermittent turbulence in self-similar cascades: divergence of high moments and dimension of the carrier. **Journal of fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 62, n. 2, p. 331 – 358, 1974. Disponível em: doi:10.1017/S0022112074000711. Citado 2 vezes nas páginas 23 e 24.

MAÑÉ, R. A proof of Pesin's formula. **Ergodic Theory and Dynamical Systems**, v. 1, n. 1, p. 95 – 102, 1981. Disponível em: <https://doi.org/10.1017/S0143385700001188>. Citado na página 37.

MARION, M.; TEMAM, R. Navier-Stokes equations: Theory and approximation. In: MARION, M.; TEMAM, R. (Ed.). **Handbook of numerical analysis**. [S.l.: s.n.], 1998. v. 6, p. 503 – 689. Citado na página 6.

MARQUES FILHO, A. O.; DALLAROSA, R. G.; PACHÊCO, V. B. Radiação solar e distribuição vertical de área foliar em floresta-Reserva Biológica do Cuieiras ZF2, Manaus. **Acta Amazonica**, v. 35, p. 427 – 436, 2005. Citado na página 72.

MARTIN, S. **OBSERVATIONS AND MODELING OF THE GREEN OCEAN AMAZON (GOAMAZON)**. 2015. Disponível em: <https://www.arm.gov/research/campaigns/amf2014goamazon>. Citado na página 69.

MARTIN, S. T. *et al.* The Green Ocean Amazon experiment (GoAmazon2014/5) observes pollution affecting gases, aerosols, clouds, and rainfall over the rain forest. **Bulletin of the American Meteorological Society**, v. 98, n. 5, p. 981 – 997, 2017. Citado na página 69.

MARTIN, S. T. *et al.* Introduction: observations and modeling of the Green Ocean Amazon (GoAmazon2014/5). **Atmospheric Chemistry and Physics**, v. 16, n. 8, p. 4785 – 4797, 2016. Citado 2 vezes nas páginas 69 e 70.

MARWAN, N. *et al.* Complex network approach for recurrence analysis of time series. **Physics Letters A**, v. 373, n. 46, p. 4246 – 4254, 2009. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2009.09.042>. Citado na página 62.

MARWAN, N.; THIEL, M.; NOWACZYK, N. R. Cross recurrence plot based synchronization of time series. **Nonlinear processes in Geophysics**, v. 9, n. (3/4), p. 325 – 331, 2002. Citado na página 79.

MARWAN, N. N. *et al.* Recurrence plots for the analysis of complex systems. **Physics reports**, Elsevier, v. 438, n. 5-6, p. 237 – 329, 2007. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2006.11.001>. Citado 3 vezes nas páginas 62, 79 e 114.

MAY, R. Simple mathematical models with very complicated dynamics. **Nature**, v. 261, p. 459 – 467, 1976. Citado na página 28.

MCDONOUGH, J. M. **Introductory lectures on turbulence: physics, mathematics and modeling**: Mechanical Engineering Textbook Gallery. [s.n.], 2007. 174 p. Disponível em: https://uknowledge.uky.edu/me_textbooks/2. Citado 2 vezes nas páginas 8 e 14.

MCGLOIN, R. *et al.* Energy balance closure at a variety of ecosystems in Central Europe with contrasting topographies. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 248, p. 418 – 431, 2018. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.agrformet.2017.10.003>. Citado na página 3.

MENEVEAU, C.; KATZ, J. Scale-invariance and turbulence models for large-eddy simulation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 32, n. 1, p. 1-32. 2000. Disponível em: <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.32.1.1>. Citado na página 11.

MENEVEAU, C.; SREENIVASAN, K. R. The multifractal nature of turbulent energy dissipation. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 224, p. 429 – 484, 1991. Disponível em: <https://doi.org/10.1017/S0022112091001830>. Citado na página 44.

MENEVEAU, C.; SREENIVASAN, K. R. The multifractal spectrum of the dissipation field in turbulent flows. **Nuclear Physics B-Proceedings Supplements**, Elsevier, v. 2, p. 49 – 76, 1987. Disponível em: [https://doi.org/10.1016/0920-5632\(87\)90008-9](https://doi.org/10.1016/0920-5632(87)90008-9). Citado na página 44.

MENEVEAU, C. C.; SREENIVASAN, K. R. The multifractal nature of turbulent energy dissipation. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 224, p. 429 – 484, 1991. Disponível em: <https://doi.org/10.1017/S0022112091001830>. Citado na página 14.

MEYERS, R. A. **Encyclopedia of complexity and systems science**. New York: Springer Science + Business Media, LLC, 2009. 10370 p. ISBN 978-0-387-30440-3. Citado na página 23.

MIRANDA, F. O. *et al.* Detection of extreme phenomena in the stable boundary layer over the Amazonian forest. **Atmosphere**, MDPI, v. 11, n. 9(952), p. 1 – 15, 2020a. Disponível em: <https://doi.org/10.3390/atmos11090952>. Citado na página 23.

MIRANDA, F. O. *et al.* Picos na velocidade do vento e sua relação com aumentos em fluxos de escalares na atmosfera tropical noturna: Estudo de caso. **Ciência e Natura**, v. 42, p. e12 –, 2020b. Disponível em: <https://doi.org/10.5902/2179460X45354>. Citado na página 112.

MIYAJI, R. O. *et al.* Spatial interpolation of air pollutant and meteorological variables in central amazonia. **Data**, MDPI, v. 6, n. 12, 2021. Disponível em: <https://www.mdpi.com/2306-5729/6/12/126>. Citado na página 70.

MONTEIRO, L. H. A. **Sistemas Dinâmicos**. 2. ed. São Paulo: Editora livraria da Física, 2006. Citado 5 vezes nas páginas 26, 32, 35, 43 e 45.

MORTARINI, L.; ANFOSSI, D. Proposal of an empirical velocity spectrum formula in low-wind speed conditions. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 141, p. 85 – 97, 2015. Citado na página 88.

MORTARINI, L. *et al.* Low frequency processes and turbulence structure in a perturbed boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 139, p. 1059 – 1072, 2013. Citado na página 88.

MORTENSON, M. **Geometric Transformations fo 3D Modeling**. Industrial Press, Inc., 2007. Disponível em: <https://www.globalspec.com/reference/63903/203279/2-8-topological-transformations>. Citado na página 25.

MOTA, M. A. S.; NOBRE, C. A. Relação da variabilidade da energia potencial convectiva disponível (CAPE) com a precipitação e a alta da Bolívia durante a campanha Wet-AMC/LBA. **Revista Brasileira de Meteorologia**, v. 21, n. 3b, p. 344 – 355, 2006. Disponível em: http://mtc-m16b.sid.inpe.br/col/sid.inpe.br/mtc-m17@80/2007/09.25.11.54/doc/nobre_rela%e7ao.pdf. Citado na página 19.

MULDOON, S. F. *et al.* Stimulation-based control of dynamic brain networks. *PLoS computational biology*, v. 12, n. 9, p. e1005076. 2016. Disponível em: <https://doi.org/10.1371/journal.pcbi.1005076>. Citado na página 27.

NARZO, D. **Package tseriesChaos**: Analysis of nonlinear time series. [S.l.], 2019. Disponível em: <https://cran.r-project.org/web/packages/tseriesChaos/index.html>. Citado na página 39.

NASCIMENTO, J. M. P. *et al.* Optical properties of aerosols over the Amazon rainforest in the GoAmazon 2014/15 experiment using the WRF-Chem model. In: UNION, A. G. (Ed.). **Fall Meeting 2018**. [S.l.: s.n.], 2018. p. A31F-06 –. Citado na página 69.

NEWHOUSE, S. E.; PALIS, J.; TAKENS, F. Bifurcations and stability of families of diffeomorphisms. *Publications Mathématiques de l’IHÉS*, v. 57, p. 5-71. 1983. Disponível em: http://www.numdam.org/item?id=PMIHES_1983__57__5_0. Citado na página 26.

NOGUEIRA, D. S. **Aspectos Observacionais e Numéricos da Interação Floresta Atmosfera, na Amazônia Oriental**: Fenômenos Turbulentos Noturnos. 2008a. 120 p. Dissertação (Ciências Ambientais) — Universidade Federal do Pará. Citado 2 vezes nas páginas 82 e 92.

NOGUEIRA, D. S. **Aspectos observacionais e numéricos da interação floresta atmosfera na Amazônia oriental**: fenômenos turbulentos noturnos. 2008b. 141 p. Dissertação (Programa de Pós-Graduação em Ciências Ambientais) — Universidade Federal do Pará. Disponível em: <http://repositorio.ufpa.br:8080/jspui/handle/2011/2909>. Citado na página 20.

ÖKTEM, R.; ROMPS, D. M.; VARBLE, A. C. No warm-phase invigoration of convection detected during GoAmazon. **Journal of the Atmospheric Sciences**, 2023. Citado na página 2.

OLIVEIRA, M. L. *et al.* Evaluation of Water and Carbon Estimation Models in the Caatinga Biome Based on Remote Sensing. **Forests**, v. 14, n. 4, p. 828 –, 2023. Citado na página 2.

OLIVEIRA, P. E. S. D. **Estudo da turbulência atmosférica na floresta Amazônica-análise de dados micrometeorológicos e modelagem numérica**. 2017. 96 p. Tese (Programa de Pós-Graduação em Meteorologia) — Universidade Federal de Santa Maria. Citado na página 70.

OLIVEIRA, P. J.; FISCH, G. Efeito da turbulência na camada limite atmosférica em áreas de floresta e pastagem na Amazônia. **Revista brasileira de meteorologia**, v. 15, n. 2, p. 39 – 44, 2000. Citado na página 70.

OSBORNE, A. R.; PROVENZALE, A. Finite correlation dimension for stochastic systems with power-law spectra. **Physica D: Nonlinear Phenomena**, v. 35, n. 3, p. 357 – 381, 1989. Disponível em: [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(89\)90075-4](https://doi.org/10.1016/0167-2789(89)90075-4). Citado na página 48.

PACHECO, P.; MERA, E.; SALINI, G. Urban Densification Effect on Micrometeorology in Santiago, Chile: A Comparative Study Based on Chaos Theory. **Sustainability**, MDPI, v. 14, n. 5, p. 1 – 22, 2022. ISSN 2071-1050. Disponível em: <https://doi.org/10.3390/su14052845>. Citado 2 vezes nas páginas 2 e 21.

PACKARD, N. H. *et al.* Geometry from a time series. **Physical review letters**, v. 15, n. 9, p. 712 – 716, 1980. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.45.712>. Citado na página 37.

PANOFISKY, H. A.; DUTTON, J. A. **Atmospheric Turbulence**. New York: Wiley, 1984. 397 p. Citado na página 11.

PANOFISKY, H. A. *et al.* The characteristics of turbulent velocity components in the surface layer under convective conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 11, p. 355 – 361, 1977. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/BF02186086>. Citado na página 7.

PAULO, S. R. de; PAULO, I. de; DECKER, Y. de. Reconstructing the micrometeorological dynamics of the southern Amazonian transitional forest. **Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science**, v. 25, n. 12, p. 1231231 – 1231238, 2015. Citado na página 97.

PEARSON, B. R.; ET al. The “zeroth law” of turbulence in steady isotropic turbulence. **15th Australasian Fluid Mechanics Conference. The University of Sydney**, 2004. Citado na página 12.

PEREIRA, C. M.; MELLO, R. F. D. Persistent homology for time series and spatial data clustering. *Expert Systems with Applications*, v. 42, n. 15-16, p. 6026-6038. 2015. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.eswa.2015.04.010>. Citado na página 27.

POINCARÉ, H. Le continu mathématique. *Revue de Métaphysique et de Morale*, v. 1, n. 1, p. 26-34. 1893. Citado na página 26.

POINCARÉ, H. Le hasard. 1907. Citado na página 36.

POINCARÉ, J. H. **Analyse des travaux scientifiques faite par Henry Poincaré**: In (Euvres de Henry Poincaré, tome 7). Gauthier-Villars, Paris: [s.n.], 1952. Citado na página 59.

POINCARÉ, J. H. Sur le problème des trois corps et les equations de la dynamique. **Acta Mathematica**, v. 13, n. 1, p. 271 –, 1890. Citado na página 59.

POPOV, A. A.; ZANETTI, R. Small-data Reduced Order Modeling of Chaotic Dynamics through SyCo-AE: Synthetically Constrained Autoencoders. **arXiv preprint**, 2023. Disponível em: [preprintarXiv:2305.08036](https://arxiv.org/abs/2305.08036). Citado na página 101.

POULOS, G. S. *et al.* CASES-99: A comprehensive investigation of the stable nocturnal boundary layer. **Bulletin of the American Meteorological Society**, AMS, v. 83, n. 4, p. 555 – 581, 2002. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0477\(2002\)083<0555:CACIOT>2.3.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0477(2002)083<0555:CACIOT>2.3.CO;2). Citado na página 21.

POULOS, G. S.; BURNS, S. P. An Evaluation of Bulk Ri-Based Surface Area Flux Formulas for Stable and Very Stable Conditions with Intermittent Turbulence. **Journal of the Atmospheric Sciences**, AMS, v. 60, n. 20, p. 2523 – 2537, 2003. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(2003\)060<2523:AEOBRS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2003)060<2523:AEOBRS>2.0.CO;2). Citado na página 21.

POVEDA-JARAMILLO, G.; PUENTE, C. E. Strange attractors in atmospheric boundary-layer turbulence. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 64, p. 175 – 197, 1993. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/BF00705667>. Citado na página 21.

PROVENZALE, A. *et al.* Distinguishing between low-dimensional dynamics and randomness in measured time series. **Physica D: nonlinear phenomena**, Elsevier, v. 58, n. 1-4, p. 31 – 49, 1992. Disponível em: [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(92\)90100-2](https://doi.org/10.1016/0167-2789(92)90100-2). Citado 2 vezes nas páginas 51 e 104.

RAMÍREZ-ROJAS, A. *et al.* **Time Series Analysis in Seismology**: Practical Applications. [S.l.]: Elsevier, 2019. 375 p. ISBN 978-0-12-814901-0. Citado 2 vezes nas páginas 34 e 35.

RÉNYI, A.; BALATONI, J. Über den Begriff der Entropie. **Arbeiten zur Information theorie**, p. 117 – 134, 1957. Citado na página 44.

RHIF, M. *et al.* Wavelet transform application for/in non-stationary time-series analysis: a review. **Applied Sciences**, MDPI, v. 9, n. 7, p. 1345 –, 2019. Disponível em: <https://doi.org/10.3390/app9071345>. Citado na página 66.

RICHARDSON, L. F. **Weather Prediction by Numerical Process**. [S.l.]: Cambridge University Press, 1922. Citado na página 10.

ROSENSTEIN, M. T.; COLLINS, J. J.; LUCA, C. J. D. A practical method for calculating largest Lyapunov exponents from small data sets. **Physica D: Nonlinear Phenomena**, v. 65, n. 1-2, p. 117 – 134, 1993. Disponível em: [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(93\)90009-P](https://doi.org/10.1016/0167-2789(93)90009-P). Citado 2 vezes nas páginas 55 e 57.

ROŞU, I. A.; CAZACU, M. M.; AGOP, M. Multifractal Model of Atmospheric Turbulence Applied to Elastic Lidar Data. **Atmosphere**, v. 12, n. 2, p. 226 –, 2021. Citado na página 2.

RUELLE, D. **Chance and Chaos**. New Jersey: Princeton University Press, 1991. ISBN 0140171088. Citado 5 vezes nas páginas 2, 6, 33, 35 e 36.

RUELLE, D.; TAKENS, F. **On the nature of turbulence**: Les rencontres physiciens-mathématiciens de Strasbourg - RCP25. Strasbourg: [s.n.], 1971. v. 12. 1-44 p. Disponível em: http://www.numdam.org/item/RCP25_1971__12__A2_0.pdf. Citado 3 vezes nas páginas 1, 29 e 35.

SALES, M. R. *et al.* Stickiness and recurrence plots: An entropy-based approach. **Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science**, v. 33, n. 3, p. 033140–1 – 033140–10, 2023. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/5.0140613>. Citado na página 114.

SANO, M.; SAWADA, Y. Measurement of the Lyapunov spectrum from a chaotic time series. **Physical review letters**, APS, v. 55, n. 10, p. 1082 –, 1985. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.55.1082>. Citado na página 55.

SAUER, T.; YORKE, J. A. How many delay coordinates do you need? **International Journal of Bifurcation and Chaos**, v. 3, n. 03, p. 737 – 744, 1993. Disponível em: <https://doi.org/10.1142/S0218127493000647>. Citado na página 45.

SCHREIBER, T.; SCHMITZ, A. Improved surrogate data for nonlinearity tests. **Physical Review Letters**, v. 77, n. 4, p. 635 – 638, 1996. Citado na página 46.

SCHREIBER, T.; SCHMITZ, A. Surrogate time series. **Physica D: Nonlinear Phenomena**, v. 142, n. 3-4, p. 346 – 382, 2000. Disponível em: [https://doi.org/10.1016/S0167-2789\(00\)00043-9](https://doi.org/10.1016/S0167-2789(00)00043-9). Citado na página 46.

SHAW, R. Strange attractors, chaotic behavior, and information flow. **Zeitschrift für Naturforschung A**, v. 36, n. 1, p. 80 – 112, 1981. Disponível em: <https://doi.org/10.1515/zna-1981-0115>. Citado na página 54.

SHI, W. Lyapunov exponent analysis to chaotic phenomena of marine power system. **IFAC Proceedings Volumes**, v. 39, n. 13, p. 1497 – 1502, 2006. Citado na página 107.

SHR, Z. S.; JACKSON, E.; ORSZAG, S. A. Intermittent vortex structures in homogeneous isotropic turbulence. **Nature**, v. 344, p. 226 – 228, 1990. Citado na página 44.

SILVA, L. M. **Caracterização de regimes de umidade acima de regiões tropicais: comparação entre floresta próxima de uma baía fluvial e savana**. 2008. 126 p. Dissertação (Programa de Pós-Graduação em Ciências Ambientais) — Universidade Federal do Pará. Disponível em: <http://repositorio.ufpa.br/handle/2011/2926>. Citado na página 20.

SILVEIRA, V. C. *et al.* DISPERSÃO DE POLUENTES EM CONDIÇÕES DE MEANDRO DO VENTO. **Revista Mundi Engenharia, Tecnologia e Gestão**, 2018. Citado 2 vezes nas páginas 87 e 88.

SIQUEIRA, J. R.; MACHADO, L. A. T. Influence of the frontal systems on the day-to-day convection variability over South America. **Journal of Climate**, v. 17, n. 9, p. 1754 – 1766, 2004. Citado na página 92.

SMALE, S. Differentiable dynamical systems. *Bulletin of the American mathematical Society*, v. 73, n. 6, p. 747-817. 1967. Disponível em: <https://www.ams.org/journals/bull/1967-73-06/S0002-9904-1967-11798-1/S0002-9904-1967-11798-1.pdf>. Citado na página 25.

SMALL, M.; LUO, X.; NAKAMURA, T. Surrogate data method applied to nonlinear time series. Elsevier Science, 2006. Disponível em: <https://doi.org/10.48550/arXiv.nlin/0603004>. Citado na página 46.

SMALL, M.; YU, D.; HARRISON, R. Surrogate test for pseudoperiodic time series data, 87:188101/1–6. **Physical Review Letters**, APS, p. 1 – 6, 2001. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.188101>. Citado na página 46.

SMITH, R. K.; MONTGOMERY, M. T. Effective buoyancy and CAPE: Some implications for tropical cyclones. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley, v. 148, n. 746, p. 2118 – 2131, 2022. Disponível em: <https://doi.org/10.1002/qj.4294>. Citado na página 19.

SOLOMON, B. D. **Intergovernmental panel on climate change (IPCC). In Dictionary of Ecological Economics**. [S.l.], 2023. Citado na página 2.

SORBJAN, Z. Local structure of turbulence in stably stratified boundary layers. **Journal of the Atmospheric Sciences**, AMS, v. 63, n. 5, p. 1526 – 1537, 2006. Disponível em: <https://doi.org/10.1175/JAS3704.1>. Citado na página 21.

SORBJAN, Z. **Structure of the Atmospheric Boundary Layer**. London: Prentice-Hall, 1989. 317 p. Citado na página 1.

SREENIVASAN, K. R.; ANTONIA, R. A. The phenomenology of small-scale turbulence. *Annual review of fluid mechanics*, v. 29, n. 1, p. 435-472. 1997. Disponível em: <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.29.1.435>. Citado na página 11.

STEENEVELD, G. J.; NAPPO, C. J.; HOLTSLAG, A. A. M. Estimation of Orographically Induced Wave Drag in the Stable Boundary Layer during the CASES-99 Experimental Campaign. **Acta Geophysica**, Springer, v. 57, p. 857 – 881, 2009. Disponível em: <https://doi.org/10.2478/s11600-009-0028-3>. Citado na página 21.

STEENEVELD, G. J.; WIEL, B. J. H. V. D.; HOLTSLAG, A. A. M. Modeling the evolution of the atmospheric boundary layer coupled to the land surface for three contrasting nights in CASES-99. **Journal of the Atmospheric Sciences**, AMS, v. 63, n. 3, p. 920 – 935, 2006. Disponível em: <https://doi.org/10.1175/JAS3654.1>. Citado na página 2.

STOICA, P.; MOSES, R. L. Introduction to spectral analysis. **Pearson Education**, 1997. Citado na página 76.

STROGATZ, S. H. **Nonlinear dynamics and chaos**: With applications to physics, biology, chemistry, and engineering. CRC press, 2018. 2. ed. Boca Raton, FL: CRC Press, 2018. 513 p. ISBN 13: 978-0-8133-4910-7. Citado 4 vezes nas páginas 23, 32, 35 e 36.

STULL, R. **Practical Meteorology**: An Algebra-Based Survey of Atmospheric Science. 1.02 b. ed. Vancouver, BC, Canada: University of British Columbia, 2017. ISBN 978-0-88865-283-6. Disponível em: https://www.eoas.ubc.ca/books/Practical_Meteorology. Citado na página 15.

STULL, R. B. **An introduction to boundary layer meteorology**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 1988. 670 p. ISBN 978-94-009-3027-8. Citado na página 14.

SUN, J. *et al.* Heat Balance in the Nocturnal Boundary Layer during CASES-99. **Journal of Applied Meteorology**, AMS, v. 42, n. 11, p. 1649 – 1666, 2003. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0450\(2003\)042<1649:HBITNB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0450(2003)042<1649:HBITNB>2.0.CO;2). Citado na página 21.

SUN, J. *et al.* Intermittent Turbulence Associated with a Density Current Passage in the Stable Boundary Layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 105, p. 199 – 219, 2002. Disponível em: <https://doi.org/10.1023/A:1019969131774>. Citado na página 21.

SUN, J. *et al.* Atmospheric disturbances that generate intermittent turbulence in nocturnal boundary layers. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 110, p. 255 – 279, 2004. Disponível em: <https://doi.org/10.1023/A:1026097926169>. Citado na página 21.

SUN, J. *et al.* The role of large-coherent-eddy transport in the atmospheric surface layer based on CASES-99 observations. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 160, p. 83 – 111, 2016. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-016-0134-0>. Citado 3 vezes nas páginas 18, 22 e 83.

SUN, J. *et al.* Turbulence Regimes and Turbulence Intermittency in the Stable Boundary Layer during CASES-99 *Journal of the Atmospheric Sciences*, 69: 338-351, January, 2012. **Journal of the Atmospheric Sciences**, AMS, v. 69, n. 1, p. 338 – 351, 2012. Disponível em: <https://doi.org/10.1175/JAS-D-11-082.1>. Citado 10 vezes nas páginas 3, 4, 5, 18, 19, 21, 22, 73, 74 e 82.

TAKENS, F. Detecting nonlinearities in stationary time series. **International Journal of Bifurcation and Chaos**, v. 3, n. 2, p. 241 – 256, 1993. Disponível em: <https://doi.org/10.1142/S021812>. Citado na página 35.

TAKENS, F. Dynamical systems and turbulence. Warwick, 1980, p. 366-381. 1981. Citado 4 vezes nas páginas 27, 36, 37 e 38.

TAO, X.; WU, H. Quantification of the complexity and unpredictability of a turbulent cylinder wake using excess entropy. **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, Elsevier, v. 523, p. 211 – 221, 2019. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.physa.2019.02.040>. Citado na página 76.

TAYLOR, G. I. **Statistical theory of turbulence III-Distribution of dissipation of energy in a pipe over its cross-section**. Royal Society, 1935. v. 151. (873, v. 151). ISSN 2053-9169. ISBN 0080-4630. Disponível em: <https://doi.org/10.1098/rspa.1935.0160>. Citado na página 8.

THEILER, J. Estimating fractal dimension. *JOSA A*, v. 7, n. 6, p. 1055-1073. 1990. Citado 3 vezes nas páginas 43, 50 e 51.

THEILER, J. On the evidence for low-dimensional chaos in an epileptic electroencephalogram. **Physics Letters A**, Elsevier, v. 196, p. 335 – 341, 1994. Disponível em: [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(94\)91096-0](https://doi.org/10.1016/0375-9601(94)91096-0). Citado 2 vezes nas páginas 48 e 49.

THEILER, J. *et al.* Testing for nonlinearity in time series: the method of surrogate data. **Physica D: Nonlinear Phenomena**, v. 58, n. 1-4, p. 77 – 94, 1992. Disponível em: [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(92\)90102-S](https://doi.org/10.1016/0167-2789(92)90102-S). Citado na página 46.

THEILER, J.; PRICHARD, D. Generating surrogate data for time series with several simultaneously measured variables. **Physical Review Letters**, APS, v. 73, p. 951 – 955, 1994. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.73.951>. Citado 2 vezes nas páginas 46 e 47.

THOMAS, R. D. *et al.* An efficient algorithm for the computation of average mutual information: validation and implementation in Matlab. **Journal of Mathematical Psychology**, v. 61, p. 45 – 59, 2014. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.jmp.2014.09.001>. Citado na página 41.

THOMPSON, J. M. T.; STEWART, H. B.; TURNER, R. Nonlinear dynamics and chaos. *Computers in Physics*, v. 4, n. 5, p. 562-563. 1990. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.4822949>. Citado na página 32.

TSONIS, A. A. The impact of nonlinear dynamics in the atmospheric sciences. *International Journal of Bifurcation and Chaos*. **International Journal of Bifurcation and Chaos**, v. 11, n. 4, p. 881 – 902, 2001. Disponível em: <https://doi.org/10.1142/S0218127401002663>. Citado na página 21.

URUBA, V. Energy and entropy in turbulence decompositions. **Entropy**, MDPI, v. 21, n. 2, p. 124 –, 2019. Disponível em: <https://doi.org/10.3390/e21020124>. Citado na página 76.

UTIDA, S. Population fluctuation, an experimental and theoretical approach. In: *Cold Spring Harbor Symposia on Quantitative Biology*. Cold Spring Harbor Laboratory Press. p. 139 – 151, 1957. Citado na página 29.

UZINSKI, J. C.; OLIVEIRA, B. R. D.; ABREU, C. C. E. D. Obtenção de Tendências em Série Temporal empregando a Transformada Wavelet e o filtro Savitzky-Golay. In: UZINSKI, J. C.; OLIVEIRA, B. R. D.; ABREU, C. C. E. D. (Ed.). **Aplicações de Inteligência Artificial e Ciência de Dados**. [s.n.], 2020. Disponível em: DOI10.46420/9786588319260cap1. Citado na página 67.

VASSILICOS, J. C.; HUNT, J. C. R. Fractal dimensions and spectra of interfaces with application to turbulence. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences*, Royal Society, v. 435, p. 505 – 534, 1991. Disponível em: <https://doi.org/10.1098/rspa.1991.0158>. Citado na página 11.

VICKERS, D.; MAHRT, L. The cospectral gap and turbulent flux calculations. *Journal of atmospheric and oceanic technology*, AMS, v. 20, n. 5, p. 660 – 672, 2003. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0426\(2003\)20<660:TCGATF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0426(2003)20<660:TCGATF>2.0.CO;2). Citado na página 73.

VIGNON, E. *et al.* Stable boundary-layer regimes at Dome C, Antarctica: observation and analysis. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, RMetS, v. 143, n. 704, p. 1241 – 1253, 2017. ISSN 1477-870X. Disponível em: <https://doi.org/10.1002/qj.2998>. Citado 2 vezes nas páginas 2 e 18.

WALLACE, J. M.; HOBBS, P. V. **Atmospheric Science: An introductory survey**. 2. ed. [S.l.]: Elsevier, 2006. v. 92. 483 p. ISSN 9780080499536. ISBN 9780127329512 9 7 8 - 0 - 1 2 - 7 3 2 9 5 1 - 2. Citado na página 14.

WEBB, E. K. **Autocorrelations and energy spectra of atmospheric turbulence**. NewYork: Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization, 1955. Citado na página 78.

WEBBER, C. L.; MARWAN, N. **Recurrence quantification analysis: Theory and Best Practices**. [S.l.]: Springer, 2015. 426 p. Citado na página 111.

WEBBER, C. L.; ZBILUT, J. P. Recurrence quantification analysis of nonlinear dynamical systems. **Tutorials in contemporary nonlinear methods for the behavioral sciences**, v. 94, p. 26 – 94, 2005. Citado na página 79.

WELCH, P. The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra: A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms. *IEEE Trans. Audio Electroacoustics*, v. 15, n. 2, p. 70 – 73, 1967. Disponível em: 10.1109/TAU.1967.1161901. Citado na página 76.

WENG, H.; LAU, K. M. Wavelets, period doubling, and time–frequency localization with application to organization of convection over the tropical western Pacific. *Journal of Atmospheric Sciences*, AMS, v. 51, n. 17, p. 2523 – 2541, 1994. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1994\)051<2523:WPDATL>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1994)051<2523:WPDATL>2.0.CO;2). Citado na página 21.

WESSON, K. H.; KATUL, G. G.; SIQUEIRA, M. Quantifying organization of atmospheric turbulent eddy motion using nonlinear time series analysis. *Boundary-Layer Meteorology*, Springer, v. 106, n. 3, p. 507 – 525, 2003. Disponível em: <https://doi.org/10.1023/A:1021226722588>. Citado na página 21.

WIEL, B. J. H. V. D. *et al.* Intermittent Turbulence in the Stable Boundary Layer over Land. Part III: A Classification for Observations during CASES-99. **Journal of the Atmospheric Sciences**, AMS, v. 60, n. 20, p. 2509 – 2522, Out 2003. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(2003\)060<2509:ITITSB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2003)060<2509:ITITSB>2.0.CO;2). Citado 2 vezes nas páginas 2 e 21.

WIEL, B. J. H. V. D. *et al.* Intermittent Turbulence and Oscillations in the Stable Boundary Layer over Land. Part II: A System Dynamics Approach. **Journal of the Atmospheric Sciences**, AMS, p. 2567 – 2581, Sep 2002. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(2002\)059<2567:ITAOIT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2002)059<2567:ITAOIT>2.0.CO;2). Citado 2 vezes nas páginas 2 e 21.

WIEL, B. J. H. V. D. *et al.* Local Similarity in the Stable Boundary Layer and Mixing-Length Approaches: Consistency of Concepts. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 128, p. 103 – 116, 2008. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s10546-008-9277-y>. Citado na página 2.

WIEL, B. J. H. V. D. *et al.* Intermittent turbulence and oscillations in the stable boundary layer over land. Part I: A bulk model. **Journal of the Atmospheric Sciences**, AMS, v. 59, n. 5, p. 942 – 958, Mar 2002. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(2002\)059<0942:ITAOIT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2002)059<0942:ITAOIT>2.0.CO;2). Citado 4 vezes nas páginas 2, 17, 21 e 113.

WIJESEKERA, H. W.; DILLON, T. M. Shannon entropy as an indicator of age for turbulent overturns in the oceanic thermocline. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, v. 102, n. C2, p. 3279 – 3291, 1997. Disponível em: <https://doi.org/10.1029/96JC03605>. Citado na página 76.

WOLF, A. *et al.* Determining Lyapunov exponents from a time series. **Physica D: nonlinear phenomena**, v. 16, n. 3, p. 285 – 317, 1985. Disponível em: [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(85\)90011-9](https://doi.org/10.1016/0167-2789(85)90011-9). Citado 4 vezes nas páginas 53, 54, 55 e 56.

WYNGAARD, J. C. **Turbulence in the Atmosphere**. 1. ed. [S.l.]: Cambridge University Press, 2010a. 393 p. ISBN 13 978-0-511-76846-0. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 33.

WYNGAARD, J. C. **Turbulence in the Atmosphere**. New York: Cambridge University Press, 2010b. ISBN 9780511840524. Disponível em: DOI10.1007/s10546-011-9596-2. Citado 3 vezes nas páginas 1, 17 e 35.

XIN, L. *et al.* Multi-scale fractal characteristics of atmospheric boundary-layer turbulence. **Advances in Atmospheric Sciences**, v. 18, p. 787 –, 2001. Citado na página 2.

YANG, H. **Heterogeneous Recurrence Analysis Toolbox, MATLAB Central File Exchange**. 2023. Disponível em: <https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/58250-heterogeneous-recurrence-analysis-toolbox>. Citado 2 vezes nas páginas xiii e 35.

YANG, J. *et al.* Air pollution dispersal in high density urban areas: Research on the triadic relation of wind, air pollution, and urban form. **Sustainable Cities and Society**, v. 54, p. 101941 –, 2020. Citado na página 70.

YUS-DÍEZ, J. *et al.* Nocturnal boundary layer turbulence regimes analysis during the BLLAST campaign. **Atmospheric Chemistry and Physics**, EGU, v. 19, n. 14, p. 9495 – 9514, 2019. Disponível em: <https://doi.org/10.5194/acp-19-9495-2019>. Citado 2 vezes nas páginas 22 e 23.

ZAWADZKI, I. I.; RO, C. U. Correlations between maximum rate of precipitation and mesoscale parameters. **Journal of Applied Meteorology and Climatology**, AMS, v. 17, n. 9, p. 1327 – 1334, 1978. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0450\(1978\)017<1327:CBMROP>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0450(1978)017<1327:CBMROP>2.0.CO;2). Citado na página 19.

ZHANG, C.; CHOU, M. Variability of water vapor, infrared radiative cooling, and atmospheric instability for deep convection in the equatorial western Pacific. **Journal of Atmospheric Sciences**, AMS, v. 56, p. 711 – 723, 1999. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1999\)056<0711:VOWVIR>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1999)056<0711:VOWVIR>2.0.CO;2). Citado na página 19.

ZHANG, H. *et al.* A review on the methods for observing the substance and energy exchange between atmosphere boundary layer and free troposphere. **Atmosphere**, MDPI, v. 9, n. 12, p. 460 –, 2018. Disponível em: <https://www.mdpi.com/2073-4433/9/12/460>. Citado na página 15.

ZHOU, D. *et al.* Topological invariant and anomalous edge modes of strongly nonlinear systems. **Nature Communications**, v. 13, n. 1, p. 3379 –, 2022. Citado na página 25.

ZHUANG, Y.; BARAS, J. S. Optimal wavelet basis selection for signal representation. In: ZHUANG, Y.; BARAS, J. S. (Ed.). **Wavelet Applications**. [s.n.], 1994. p. 200 – 211. Disponível em: https://drum.lib.umd.edu/bitstream/handle/1903/5588/TR_94-3.pdf?sequence=1. Citado na página 75.

ZITIS, P. I. *et al.* Investigating Dynamical Complexity and Fractal Characteristics of Bitcoin/US Dollar and Euro/US Dollar Exchange Rates around the COVID-19 Outbreak. **Entropy**, MDPI, v. 25, n. 2, p. 214 –, 2023. Disponível em: <https://doi.org/10.3390/e25020214>. Citado na página 76.

Apêndices

Nesse apêndice estão dispostos os atratores dos regimes turbulentos para as variáveis V , E_{ECT} e T_V para as séries temporais originais.

Nas Figuras 78, 79 e 80 estão dispostos os atratores para os regimes turbulentos 2, 3 e 1 respectivamente para a variável V . As figuras foram levemente rotacionadas.

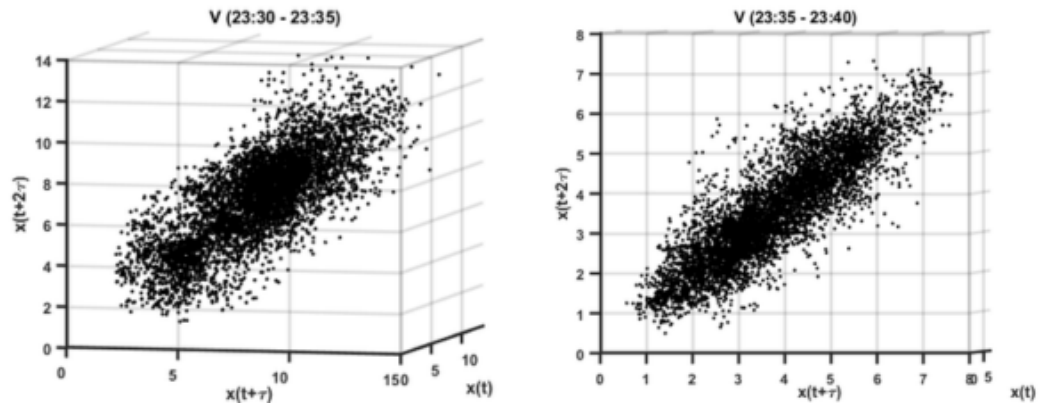


Figura 78 – Atratores para a variável V referentes ao regime turbulento 2. Para V (23:30-23:35), $\tau = 60$ e $m = 8$ e V (23:35-23:40), $\tau = 88$ e $m = 8$.

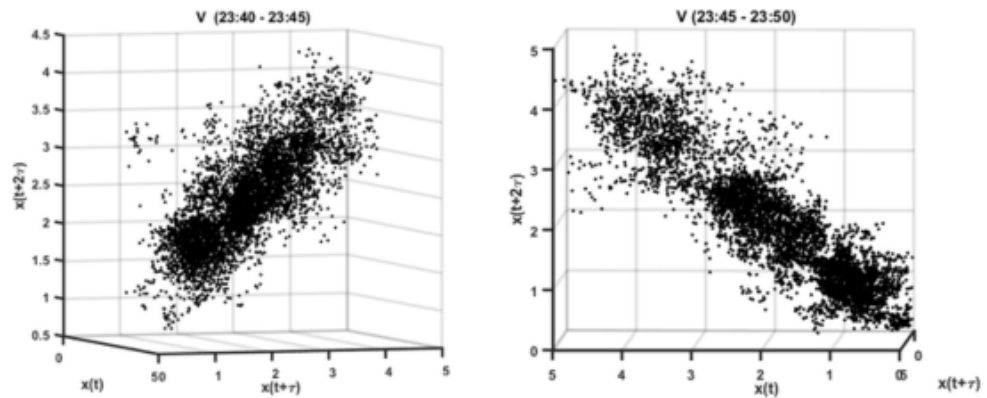


Figura 79 – Atratores para a variável V referentes ao regime turbulento 3. Para V (23:40-23:45), $\tau = 40$ e $m = 8$ e V (23:45-23:50), $\tau = 67$ e $m = 7$.

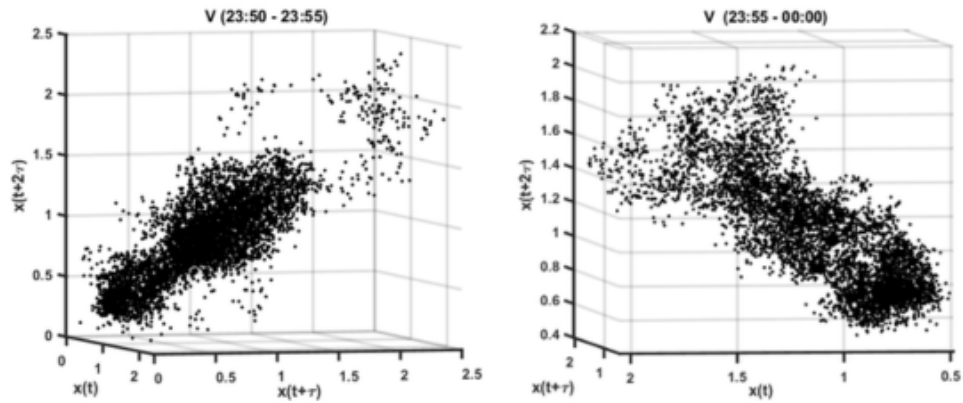


Figura 80 – Atratores para a variável V referentes ao regime turbulento 1. Para V (23:50-23:55), $\tau = 60$ e $m = 6$ e V (23:55-00:00), $\tau = 102$ e $m = 8$.

Nas Figuras 81, 82 e 83 estão dispostos os atratores para os regimes turbulentos 2, 3 e 1 respectivamente, para a variável E_{ECT} . As figuras foram levemente rotacionadas.

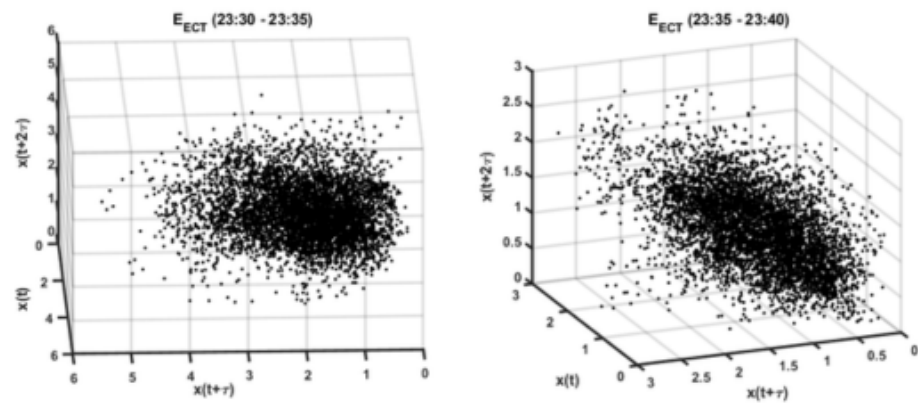


Figura 81 – Atratores para a variável E_{ECT} referentes ao regime turbulento 2. Para E_{ECT} (23:30-23:35), $\tau = 120$ e $m = 8$ e E_{ECT} (23:35-23:40), $\tau = 110$ e $m = 8$.

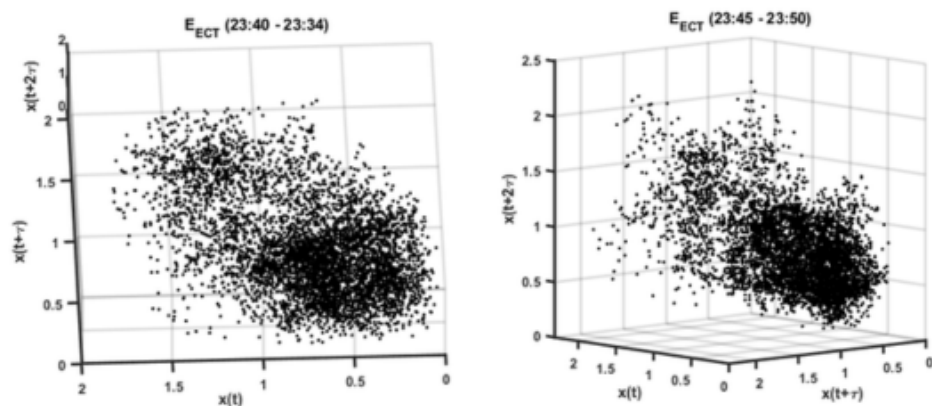


Figura 82 – Atratores para a variável E_{ECT} referentes ao regime turbulento 3. Para E_{ECT} (23:40-23:45), $\tau = 110$ e $m = 6$ e E_{ECT} (23:45-23:50), $\tau = 96$ e $m = 8$.

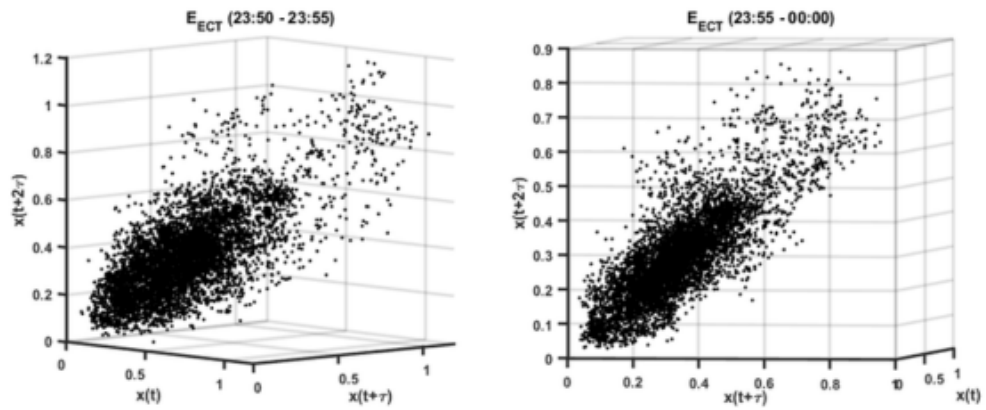


Figura 83 – Atratores para a variável E_{ECT} referentes ao regime turbulento 1. Para E_{ECT} (23:50-23:55), $\tau = 120$ e $m = 8$ e E_{ECT} (23:55-00:00), $\tau = 110$ e $m = 8$.

Nas Figuras 84, 85 e 86 estão dispostos os atratores para os regimes turbulentos 2, 3 e 1 respectivamente, para a variável T_V . As figuras foram levemente rotacionadas.

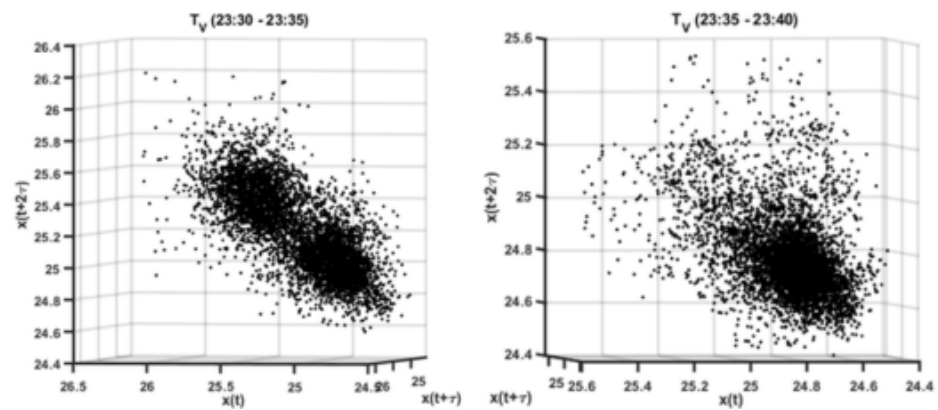


Figura 84 – Atratores para a variável T_V referentes ao regime turbulento 2. Para T_V (23:30-23:35), $\tau = 60$ e $m = 8$ e T_V (23:35-23:40), $\tau = 70$ e $m = 6$.

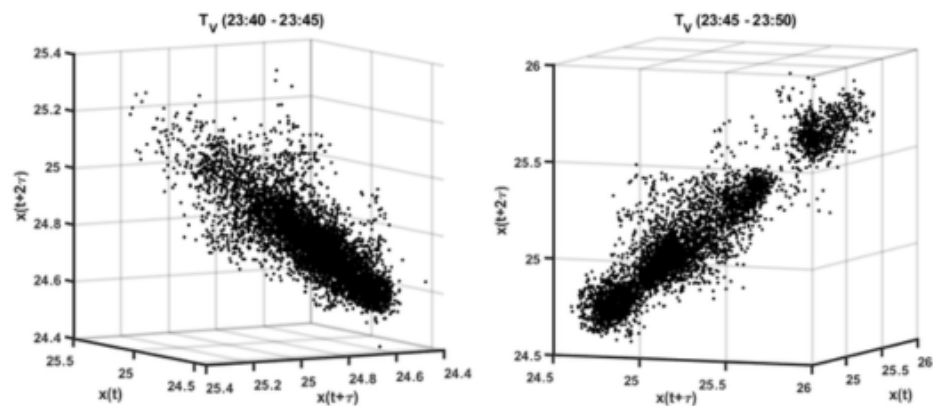


Figura 85 – Atratores para a variável T_V referentes ao regime turbulento 3. Para T_V (23:40-23:45), $\tau = 96$ e $m = 8$ e T_V (23:45-23:50), $\tau = 90$ e $m = 8$.

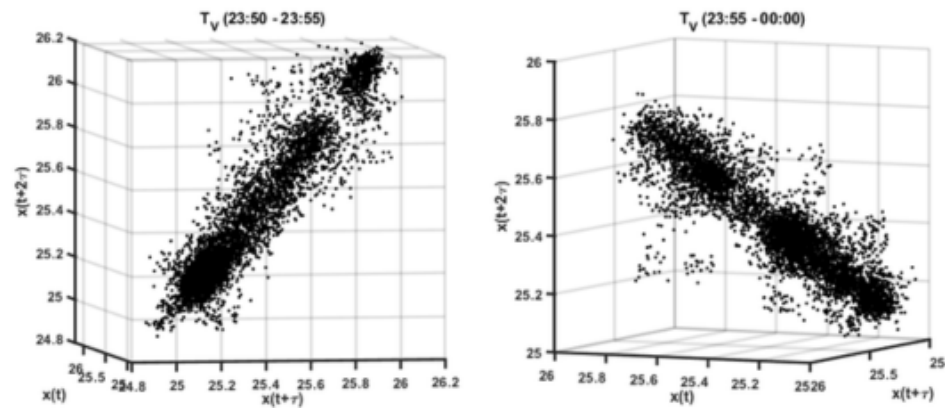


Figura 86 – Atratores para a variável T_V referentes ao regime turbulento 1. Para $T_V (23:50-23:55)$, $\tau = 88$ e $m = 8$ e $T_V (23:55-00:00)$, $\tau = 70$ e $m = 8$.