

UNIVERSIDADE FEDERAL DE MATOGROSSO
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA AMBIENTAL

**MODELAGEM PRIMÁRIA DA TEMPERATURA DO AR
EM UMA FLORESTA DE TRANSIÇÃO AMAZÔNIA-
CERRADO NO NORTE DE MATO GROSSO**

MARCOS FERNANDO DO PRADO

PROFESSOR Dr. SÉRGIO ROBERTO DE PAULO
Orientador

Cuiabá, MT, fevereiro de 2011

UNIVERSIDADE FEDERAL DE MATOGROSSO
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA AMBIENTAL

**MODELAGEM PRIMÁRIA DA TEMPERATURA DO AR
EM UMA FLORESTA DE TRANSIÇÃO AMAZÔNIA-
CERRADO NO NORTE DE MATO GROSSO**

MARCOS FERNANDO DO PRADO

*Dissertação apresentada ao
Programa de Pós-graduação em
Física Ambiental da Universidade
Federal de Mato Grosso, como
parte dos requisitos para obtenção
do título de Mestre em Física
Ambiental.*

PROFESSOR Dr. SÉRGIO ROBERTO DE PAULO
Orientador

Cuiabá, MT, fevereiro de 2011

FICHA CATALOGRÁFICA

P896m Prado, Marcos Fernando do
Modelagem primária da temperatura do ar em uma floresta
de transição Amazônia-cerrado no norte de Mato Grosso /
Marcos Fernando do Prado. – 2011.
xii, 63 f. : il. ; color. ; 30 cm.

Orientador: Prof. Dr. Sérgio Roberto de Paulo.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal de Mato
Grosso, Instituto de Física, Pós-graduação em Física Ambiental,
2011.

Bibliografia: f. 58-63.

1. Temperatura do ar – Modelagem primária. 2. Floresta de
transição – Amazônia-cerrado. 3. Atrator reconstruído. 4. Aco-
plamento estrutural. 5. Teoria da complexidade. 6. Física
ambiental. I. Título.

CDU – 551.524(043.3)

Ficha elaborada por: Rosângela Aparecida Vicente Söhn – CRB-1/931

UNIVERSIDADE FEDERAL DE MATO GROSSO
INSTITUTO DE FÍSICA
Programa de Pós-Graduação em Física Ambiental

FOLHA DE APROVAÇÃO

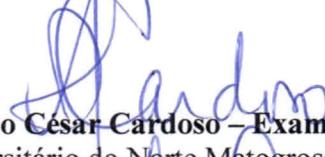
**TÍTULO: MODELAGEM PRIMÁRIA DA TEMPERATURA DO AR
EM FLORESTA DE TRANSIÇÃO AMAZÔNIA-CERRADO**

AUTOR: MARCOS FERNANDO DO PRADO

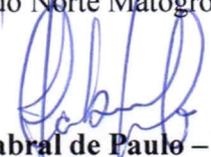
Dissertação de Mestrado defendida e aprovada em 18 de março de 2011, pela comissão julgadora:



Prof. Dr. Sérgio Roberto de Paulo – Orientador
Instituto de Física – UFMT



Prof. Dr. Fabiano Cesar Cardoso – Examinador Externo
Instituto Universitário do Norte Matogrossense - UFMT



Profa. Dra. Iramaia Jorge Cabral de Paulo – Examinadora Interna
Instituto de Física - UFMT

DEDICATÓRIA

Com muito orgulho e saudade dedico ao meu primo Clodoaldo Duarte (*in memoriam*) como forma de homenagem a tudo que ele representa para mim. E à minha mãe Fátima, que com muita garra e dedicação me ensinou o valor humildade e da dignidade.

EPIGRAFE

Hoje eu acordei mais cedo
Tomei sozinho o chimarrão
Procurei a noite na memória... procurei em vão
Hoje eu acordei mais leve (nem li o jornal)
Tudo deve estar suspenso... nada deve pesar
Já vivi tanta coisa, tenho tantas a viver
Tô no meio da estrada e nenhuma derrota vai me vencer
Hoje eu acordei livre: não devo nada a ninguém
Não há nada que me prenda
Ainda era noite, esperei o dia amanhecer
Como quem aquece a água sem deixar ferver
Hoje eu acordei, agora eu sei viver no escuro
Até que a chama se acenda
Verde... quente... erva... ventre... dentro... entranhas
Mate amargo noite adentro estrada estranha
Nunca me deram mole, não (melhor assim)
Não sou a fim de pactuar (sai pra lá)
Se pensam que tenho as mãos vazias e frias (melhor assim)
Se pensam que as minhas mãos estão presas (surpresa)
Mãos e coração, livres e quentes: chimarrão e leveza
Mãos e coração, livres e quentes: chimarrão e leveza
... ilex paraguariensis...
... ilex paraguariensis...

Humberto Gessinger

AGRADECIMENTOS

- Primeiramente um agradecimento em especial à minha mãe, Fátima Prado, pelo apoio, compreensão e principalmente pela educação que me destes.
- Agradeço ao meu orientador, mentor deste trabalho, prof. Dr. Sérgio Roberto de Paulo pessoa por quem tenho grande admiração, desde a época de graduação.
- Agradeço ao professor Dr. José de Sousa Nogueira (Paraná) pelo excelente trabalho na coordenação do programa de Pós-graduação em Física Ambiental e pelo incentivo à pesquisa.
- A todos os professores do mestrado em Física Ambiental, por transmitirem seus conhecimentos me ajudando a desenvolver esta pesquisa.
- A todos meus amigos que compartilhamos conhecimento e principalmente momentos especiais.
- Agradeço ao CNPq pelo auxílio financeiro.
- Ao secretário do PGFA, Cesário, pela simpatia e educação com que trata a todos.
- Agradeço à minha namorada Mainara, que sempre esteve ao meu lado me confortando em momentos difíceis, por ficar horas comigo na biblioteca e por se mostrar sempre preocupada com minha pesquisa.
- Agradeço a minha irmã, Emily, por me incentivar a frequentar regularmente a biblioteca desde minha graduação.

SUMÁRIO

DEDICATÓRIA	i
EPÍGRAFE	ii
AGRADECIMENTOS	iii
RESUMO	xi
ABSTRACT	xii
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Problemática	1
1.2 Justificativa.....	2
1.3 Objetivo	3
2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	4
2.1 Séries Temporais	4
2.2 Teoria da Complexidade	5
2.2.1 O surgimento do pensamento sistêmico	5
2.3 Teoria dos Sistemas Dinâmicos.....	8
2.3.1 Não-linearidade.....	8
2.3.2 Espaço de fase.....	9
2.3.3 Atratores.....	14
2.3.4 Atratores estranhos e os fractais	17
2.3.5 Dimensionalidade	19
3 MATERIAL E MÉTODO	23
3.1 Área de estudo	23
3.2 Instrumentos de aquisição dos dados	25
3.3 Método.....	26
3.4 Software.....	27
4 ANÁLISE E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	28
4.1 Atratores Reconstruídos com Diferentes Tempos de Defasagens.....	28
4.2 Efeitos da sazonalidade nos atratores reconstruídos	35
4.3 Relação Entre Temperatura do Ar e o Saldo de Radiação	49
4.4 Semelhanças dos Atratores Reconstruídos Encontrados com Atratores Teóricos.	52
4.4.1 Modelo de Lorenz	52

5 CONSIDERAÇÕES FINAIS	57
5.1 sugestões para trabalhos futuros	58
6 REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICAS	59
6.1 Citadas	59
6.2 Consultadas	64

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 2.1: Trajetória do pêndulo no espaço de fase.....	11
FIGURA 2.2: Retrato de fases de um pêndulo não-linear, com diferentes energias em seu estado inicial.....	12
FIGURA 2.3: Representação do espaço de fases enrolado, do pendulo ideal.....	13
FIGURA 2.4: Representação do espaço de fases enrolado e dobrado em forma de “U”, do pendulo ideal.....	14
FIGURA 2.5: Trajetória no espaço de fase de um pêndulo com atrito.....	15
FIGURA 2.6: Representação do espaço de fases enrolado e dobrado em forma de “U”, do pendulo real.....	15
FIGURA 2.7: Representação dos quatro tipos de atratores.....	17
FIGURA 2.8: Atrator de Rossler e o atrator de Lorenz.....	18
FIGURA 2.9: Objetos fractais (a) triângulo de Sierpinski, (b) Esponja de Menger e (c) curva de Koch.....	19
FIGURA 2.10: Conjunto de Cantor.....	20
FIGURA 2.11: Gráfico da dimensão de correlação pelo método de (Grassberger e Procaccia, 1983).....	22
FIGURA 3.1: Mapa representando a região da Amazônia legal.....	23
FIGURA 3.2: Foto de satélite da região estudada.....	24
FIGURA 3.3: Foto da torre com os equipamentos de coleta de dados.....	24
FIGURA 4.1: Série temporal da temperatura do ar no mês de junho de 2000.....	28
FIGURA 4.2: Série temporal da temperatura do ar no mês de dezembro de 2000.....	29
FIGURA 4.3: Atratores reconstruídos com tempo de defasagem de uma hora. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.....	29

FIGURA 4.4: Atratores reconstruídos com tempo de defasagem de duas horas. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.....	30
FIGURA 4.5: Atratores reconstruídos com tempo de defasagem de três horas. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.....	30
FIGURA 4.6: Atratores reconstruídos com tempo de defasagem de quatro horas. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.....	31
FIGURA 4.7: Atratores reconstruídos com tempo de defasagem de cinco horas. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.....	31
FIGURA 4.8: Atratores reconstruídos com tempo de defasagem de seis horas. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.....	32
FIGURA 4.9: Atratores reconstruídos com tempo de defasagem de sete horas. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.....	32
FIGURA 4.10: Atratores reconstruídos com tempo de defasagem de oito horas. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.....	33
FIGURA 4.11: Atratores reconstruídos com tempo de defasagem de nove horas. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.....	33
FIGURA 4.12: Atratores reconstruídos com tempo de defasagem de dez horas. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.....	34
FIGURA 4.13: Mapa da dinâmica da equação de Van Der Pol forçada.....	35
FIGURA 4.14: Atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de janeiro de 2000.....	36
FIGURA 4.15: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de janeiro.....	36
FIGURA 4.16: Atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de fevereiro de 2000.....	37

FIGURA 4.17: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de fevereiro.....	37
FIGURA 4.18: Atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de março de 2000.....	38
FIGURA 4.19: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de março.....	38
FIGURA 4.20: Atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de abril de 2000.....	39
FIGURA 4.21: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de abril.....	39
FIGURA 4.22: Atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de maio de 2000.....	40
FIGURA 4.23: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de maio.....	40
FIGURA 4.24: Atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de junho de 2000.....	41
FIGURA 4.25: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de junho.....	41
FIGURA 4.26: Atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de julho de 2000.....	42
FIGURA 4.27: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de julho.....	42
FIGURA 4.28: Atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de agosto de 2000.....	43
FIGURA 4.29: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de agosto.....	43

FIGURA 4.30: Atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de setembro de 2000.....	44
FIGURA 4.31: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de setembro.....	44
FIGURA 4.32: Atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de outubro de 2000.....	45
FIGURA 4.33: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de outubro.....	45
FIGURA 4.34: Atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de novembro de 2000.....	46
FIGURA 4.35: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de novembro.....	46
FIGURA 4.36: Atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de dezembro de 2000.....	47
FIGURA 4.37: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de dezembro.....	47
FIGURA 4.38: Gráfico temperatura embutida no na lei de Stefan-Boltzmann “ σT^4 ” pelo saldo de radiação líquida “ R_n ”, do mês de junho de 2000.....	49
FIGURA 4.39: Atrator reconstruído a partir da série temporal da variável temperatura do ar, referente ao mês de junho de 2000.....	49
FIGURA 4.40: Gráfico temperatura embutida no na lei de Stefan-Boltzmann “ σT^4 ” pelo saldo de radiação líquida “ R_n ”, do mês de dezembro de 2000.....	50
FIGURA 4.41: Atrator reconstruído a partir da série temporal da variável temperatura do ar, referente ao mês de dezembro de 2000.....	50
FIGURA 4.42: Atrator reconstruído a partir da série temporal da temperatura do ar, com tempo de defasagem de cinco horas do mês de junho de 2000.....	53
FIGURA 4.43: Atrator teórico de Lorenz simulado em computador.....	53

FIGURA 4.44: Atrator reconstruído a partir da série temporal da temperatura do ar, com tempo de defasagem de cinco horas do mês de janeiro de 2000.....	54
FIGURA 4.45: Atrator teórico de Lorenz simulado em computador com seus controles de parâmetros alterados.....	54

RESUMO

Devido à importância da Amazônia que possui uma das últimas grandes áreas de florestas tropicais do mundo, contendo o maior sistema hidrológico do planeta e que desempenha um papel importante na função no clima regional e global, se torna indispensável se estudar a dinâmica do fluxo de massa e energia deste ecossistema. Contudo este trabalho consiste em avaliar a aplicação dos atratores reconstruídos, - uma ferramenta proposta por Takens (1981) que diz que as informações completas de um sistema podem ser reconstruídas a partir da medida de uma única variável independente, devido à propriedade de acoplamento das variáveis em um sistema complexo -, como uma possibilidade de ser usado como modelo para a modelagem do ecossistema da Amazônia legal. Para este fim, foi utilizado dados de variáveis microclimatológicas temperatura do ar e saldo de radiação líquida coletados por sensores instalados em uma torre pertencente ao Programa de Pós-Graduação em Física Ambiental e está localizados em uma fazenda próxima ao município de Sinop-MT em uma área caracterizada como floresta de transição Amazônia-cerrado.

Palavras chave: séries temporais, atrator reconstruído, variáveis acopladas.

ABSTRACT

Due to the importance of the Amazon has one of the last great tropical forests of the world, containing the largest hydrological system of the planet and plays an important role in the regional and global climate, it becomes essential to study the dynamics of mass flow and energy of this ecosystem. Yet this work is to evaluate the implementation of the attractors reconstructed - a tool proposed by Takens (1981) says that the full details of a system can be reconstructed from the measurement of a single independent variable, due to the coupling property of the variables in a complex system - as a possibility to be used as a model for the modeling of the ecosystem of Amazonia. To this end, we used data variables microclimatology air temperature and radiation balance liquid collected by sensors installed in a tower belonging to the Graduate Program in Environmental Physics and is located on a farm near the town of Sinop-MT in a area characterized as forest-savanna transition Amazon.

Key words: time series, attractor reconstruction, coupled variables.

1 INTRODUÇÃO

1.1 Problemática

A sociedade há muitas décadas já detectava graves problemas futuros, por razão da poluição atmosférica provocada pelas indústrias. A partir disso, a comunidade científica atentou-se à necessidade de estabelecer um critério e princípios comuns que oferecessem à população mundial inspiração para atitudes no sentido de preservar e melhorar o meio ambiente e a sociedade. Preocupada com os problemas sócio-políticos e ambientais, a sociedade científica se reuniu em junho de 1972 na Conferência das Nações Unidas, sobre a sociedade e o meio ambiente, em Estocolmo.

Na declaração firmada, nesta conferência, foi proclamado que a ciência e tecnologia deveriam ser utilizadas para evitar e combater os riscos que ameaçam o meio, contribuir com o desenvolvimento econômico e social, assim como para a solução dos problemas ambientais. E, nesse processo, para o progresso científico deve haver o livre intercâmbio de informações e experiências científicas atualizadas, a fim de facilitar a solução dos problemas ambientais globais.

Contudo, um dos problemas globais mais grave estudado pela ciência atmosférica refere-se ao indício de alterações climáticas associadas a novas tendências de aumento da temperatura global. Segundo o relatório do IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change) de 2007, o aquecimento climático global não é um equívoco, sendo evidentes as observações do aumento da temperatura do ar e dos oceanos, o derretimento de gelo e neve em larga escala e aumento global do nível dos oceanos. Informações paleoclimáticas sustentam a interpretação de que o aquecimento da última metade do século não é usual nos últimos 1300 anos pelo menos. E o relatório ainda aponta que a causa do aumento da temperatura global se deve, provavelmente, ao aumento da concentração dos gases do efeito estufa na atmosfera.

A floresta amazônica é a maior floresta tropical do mundo e se espalha por nove países na América do sul, sendo que a maior parte da floresta está no território Brasileiro. Além de sua grande extensão territorial, a floresta amazônica possui importância mundial devido ao índice de biodiversidade elevado e grande capacidade de regular o clima global.

Em contra partida, o Brasil possui relevância mundial no contexto global por ser o quarto maior emissor de gases poluentes de efeito estufa, principalmente por conta das queimadas que devastam a área vegetada do país, segundo aponta o relatório do IPCC de 2007. E um levantamento da organização não-governamental Fundo Mundial para a Natureza (WWF) mostra que a média do desmatamento na Amazônia brasileira é a maior do mundo, cerca de 30% mais intensa que na Indonésia, segunda do ranking mundial da devastação.

E apesar de não contar com um parque industrial, o Estado de Mato Grosso tem uma participação significativa para a adição de gás carbônico na atmosfera, por conta das queimadas. Existem muitas incertezas sobre os impactos locais e não-locais das ações antrópicas nos ecossistemas mato-grossenses. Uma componente dessas incertezas se deve à relativa pouca quantidade de estudos científicos desenvolvidos no estado.

1.2 Justificativa

Atualmente, encontram-se disponíveis no acervo das pesquisas científicas relacionadas ao meio ambiente, vários modelos que versam sobre a dinâmica global da temperatura. Porém, modelos que descrevem a dinâmica em uma escala micrometeorológica são muitos raros.

Os fenômenos naturais envolvidos no fluxo dinâmico de massa e energia são fenômenos complexos, ou seja, eles obedecem aos princípios da *Teoria da Complexidade* (NICOLIS e PRIGOGINE, 1998). Isso significa que pequenas alterações nas condições ambientais presentes podem resultar em grandes mudanças climáticas no futuro. Devido a essa condição, torna-se muito importante entender o comportamento dos ecossistemas da “Amazônia Legal” e construir modelos com equações matemáticas, relacionando, de forma coerente e o mais próximo da realidade, as grandezas e leis físicas da natureza envolvidas na interação biosfera-atmosfera. Esses modelos matemáticos possibilitariam simulações que podem avaliar o comportamento dessa região no futuro.

Portanto, atento a essa preocupação com o ambiente o grupo de pesquisa em Física Ambiental da Universidade Federal Do Mato Grosso (UFMT) tem realizado medidas de variáveis micrometeorológicas em algumas regiões que caracterizam os três biomas (floresta amazônica, cerrado e pantanal) presentes no

Estado. A quantidade de dados armazenados já é relativamente grande, possibilitando, no presente, a constituição e testagem confiável de modelos que versam sobre as dinâmicas dos fluxos de energia e matéria entre vegetação, solo e atmosfera e também possibilita a elaboração de novos modelos matemáticos para o ecossistema dessa região.

De acordo com o trabalho de Takens (1981) as informações completas de um sistema em um espaço de fase pode ser reconstruída a partir da medida de uma única variável independente, devido à propriedade de acoplamento das variáveis em um sistema complexo. Conforme resultados de Capistrano (2007), de todas as variáveis medidas no sítio de Sinop, a temperatura é a variável a mais bem comportada e, portanto, mais simples de ser modelada e deve depender em uma aproximação de primeira ordem, de apenas três variáveis.

1.3 Objetivo

Portanto, esse trabalho tem o propósito de, a partir da aplicação da ferramentas da teoria do caos, identificar modelos que possivelmente descrevem o comportamento da temperatura do ar em um ecossistema, tanto do ponto de vista de sua variabilidade temporal quanto da dependência com outras variáveis. Denominar-se-á, aqui, este procedimento de *modelagem primária*, uma vez que não serão considerados modelos com mais de três variáveis.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 Séries Temporais

Séries temporais são ricas em informações, pois além dos dados individuais, trazem consigo um padrão característico da variável. Também, quando analisamos uma variável de um ponto de vista unidimensional, estamos na realidade levando em conta um grande número de variáveis interdependentes, devido ao acoplamento entre as variáveis de um sistema dinâmico (NICOLIS & PRIGOGINE, 1998).

Uma série temporal é uma coleção de observações feitas sequencialmente ao longo do tempo. Séries temporais podem ser *contínuas*, isto é, quando as observações são feitas continuamente no tempo. Ou podem ser *discretas*, quando as observações são feitas em tempos específicos, geralmente igualmente espaçadas (GOMES e VARRIALE, 2004). No entanto, séries temporais contínuas podem ser *discretizadas*, ou seja, seus valores contínuos são registrados a certos intervalos de tempo. Uma série temporal também pode ser multivariada (MORETTIN e TOLOI, 2006). Se k variáveis são observadas a cada tempo (por exemplo, discreto) denota-se por $\{X_{1t}, \dots, X_{kt}, t \in T\}$. Neste caso várias séries correlacionadas devem ser analisadas conjuntamente, ou seja, em cada tempo tem-se um vetor de observações (EHLERS, 2005).

De um modo geral, os principais objetivos em se estudar séries temporais podem ser:

- I. Descrever propriedades da série, como o padrão de tendência, existência de variação sazonal ou cíclica, observações discrepantes (*outliers*), alterações estruturais nas mudanças no padrão da tendência ou da sazonalidade.
- II. Usar a variação em uma série para explicar a variação em outra série.
- III. Predizer valores futuros com base em valores passados. Aqui assume-se que o futuro envolve incerteza, ou seja, as previsões não são perfeitas.
- IV. Controle de processos como, por exemplo, o de manufatura, pois os valores da série temporal medem a “qualidade” de um processo.

2.2 Teoria da Complexidade

A teoria da complexidade é o ramo da ciência que adota uma visão interdisciplinar e estuda o comportamento complexo dos sistemas simples, com poucas partes interagindo “poucos graus de liberdade” e o comportamento coletivo e estruturado dos sistemas complexos, com muitas partes interagindo “muitos graus de liberdade”. No primeiro caso, a noção de complexidade está associada à dificuldade de prever o comportamento do sistema e no segundo à criação de estruturas (MENDES, 1998).

Nas ideias de Grégoire Nicolis e Ilya Prigogine, dois dos percursores dessa nova ciência, a complexidade está muito presente em nossas vidas e se manifestam em diversas formas. Pode ser encontrada em vários campos, desde os sistemas naturais, representados pelos sistemas biológicos, físicos e químicos aos sistemas artificiais, tais como sistemas computacionais e também nas estruturas sócio-organizacionais.

“Complexidade é uma ideia que parte de nossa experiência cotidiana. Nós a encontramos em diversos contextos ao longo de nossas vidas, mas mais comumente temos a sensação de que a complexidade é de alguma forma relacionadas com as diversas manifestações da vida.” (NICOLIS & PRIGOGINE, 1998, p. 6)

2.2.1 O surgimento do pensamento sistêmico

Essa teoria surgiu em meados do século XX depois que houve uma revolução nos conceitos físicos com o advento da física moderna. Em consequência da exploração dos mundos atômico e subatômico que colocou os cientistas em contato com uma realidade estranha e inesperada.

No início do século XX, o avanço das pesquisas científicas e dos aparatos tecnológicos levaram ao surgimento da mecânica quântica, descoberta pelo físico alemão Max Karl Ernst Ludwig Planck com sua teoria dos *quanta* para tentar solucionar o problema da *catástrofe do ultravioleta*. Alguns anos depois, em 1905, outro físico alemão, Albert Einstein, usou postulado de Planck para explicar o experimento realizado por Hertz em 1887, e que até então permanecia sem solução completa. A teoria proposta por Einstein explicava completamente o efeito fotoelétrico, confirmava a teoria dos *quanta* de Planck e demonstrava de forma legítima que a luz, apesar de ser uma onda eletromagnética, possuía características de

partícula. No mesmo ano Einstein publicou um artigo mostrando ao mundo sua teoria da relatividade especial.

Em 1924 o físico francês Louis de Broglie apresentou em sua tese de doutoramento uma ideia que completava o efeito fotoelétrico, o conceito de “*ondas de matéria*” que sugeria que a luz tinha um comportamento dualístico se comportando como onda e como partícula. Agregando-se as contribuições das funções de ondas de probabilidade de Erwin Schroedinger, a incerteza de Werner Heisenberg, a teoria da complementaridade de Bohr, o princípio da exclusão de Pauli e os memoráveis debates em conferências de física, principalmente os protagonizados por Einstein e Bohr, desenvolveram-se então a formulação matemática da nova teoria e consolidaram a mecânica quântica.

Os métodos e as leis da física clássica já não davam conta de explicar os novos fenômenos. Os modelos analíticos clássicos subdividiam os problemas para dominá-los. Buscava explicar os problemas, isolando-os da realidade global. Só assim era possível controlar as interferências externas e conseguir resultados exatos. Esta abordagem proporcionou o desenvolvimento da ciência e possibilitou ao homem avançar seus conhecimentos sobre o funcionamento do universo. Contudo essa fragmentação impedia o completo entendimento dos mecanismos reguladores e das repercussões alcançadas pelo sistema estudado. Isto reduz a riqueza do sistema a uma visão cartesiana da realidade.

A partir das mudanças revolucionárias que teoria quântica causou nos conceitos de realidade da época, surgiu então a necessidade de pensar em novas concepções básicas e elaborar uma nova linguagem para descrever os fenômenos atômicos e subatômicos. Portanto a mudança de paradigmas surge com uma nova e consistente visão de mundo, abandonando a visão de mundo reducionista da mecânica de Descartes e de Newton. O físico austríaco Fritjof Capra formula que a nova concepção de mundo denominada por “sistêmica”, analisa o todo como algo indissociável, em que o estudo das partes separadas não permite conhecer o funcionamento do organismo.

“Em contraste com a concepção mecanicista cartesiana, a visão de mundo que está surgindo a partir da física moderna pode caracterizar-se por palavras como orgânica, holística e ecológica. Pode ser também denominada visão sistêmica, no sentido da teoria geral dos sistemas. O universo deixa de ser visto como uma máquina, composta de uma infinidade de objetos, para ser descrito como um todo dinâmico,

indivisível cujas partes estão essencialmente inter-relacionadas e só podem ser entendidas como modelo de um processo cósmico.” (CAPRA, 1982, p.72).

2.2.2 Teoria geral dos sistemas

O pensamento sistêmico que contém as ideias da teoria geral dos sistemas, criada em 1968, pelo biólogo austríaco Ludwig Von Bertalanffy, é uma característica importante do novo paradigma. A teoria geral dos sistemas é um importante campo metodológico que se propõe, entre outras coisas, suplantando a fragmentação e perceber os fenômenos a partir de sua interconectividade holística, procura compreender a amplitude das questões, ou seja, busca o entendimento do todo e não das partes de forma isolada (CAMARGO, 2005).

O objetivo da teoria geral dos sistemas, além de projetar uma nova análise para a compreensão das dinâmicas sistêmicas, é também o de atuar em qualquer que seja a natureza dos elementos que compõem uma relação de forças entre eles, o que inclui qualquer disciplina científica (BERTALANFFY, 1968).

Na tentativa de por fim ao conflito entre o princípio da termodinâmica clássica (que enunciava que de acordo com a segunda lei da termodinâmica há uma tendência natural nos fenômenos físicos da ordem para a desordem) e o pensamento evolucionista entre os biólogos do século XIX (cujas observações lhes mostravam que o universo vivo evoluiu da desordem para a ordem, em direção a estados de complexidade sempre crescente) a teoria geral dos sistemas classificou sistemas que sofrem interações com o ambiente externo, como sistemas abertos. Ou seja, os organismos vivos são sistemas abertos e não podem ser descritos pela termodinâmica clássica. De acordo com Capra (1982), qualquer sistema físico isolado, ou "fechado", se encaminhará espontaneamente em direção a uma desordem sempre crescente.

Segundo Christofletti (1980) para os sistemas abertos, como por exemplo, a biosfera terrestre, se manterem em funcionamento, esses sistemas necessitam de um ininterrupto suplemento de energia e massa, bem como a constante remoção de tais fornecimentos enquanto os sistemas se auto-regulam. Desta forma, a interação gera realimentações que podem ser positivas ou negativas, criando assim uma auto-regulação. Os fluxos entre sistemas e subsistemas que estão ligados ao processo de realimentação estão relacionados à comunicação e à informação que entra no sistema.

2.3 Teoria dos Sistemas Dinâmicos

Esta teoria se baseia em teorias matemáticas para descrever processos em movimento. Procura no aparente acaso, uma ordem inerente determinada por leis bem definidas. O estudo pode ser realizado com a ajuda de computadores pela sua grande capacidade de cálculo e de representação gráfica.

“As técnicas matemáticas que permitiram aos pesquisadores, nas últimas décadas, descobrir padrões ordenados em sistemas caóticos baseiam-se na abordagem topológica de Poincaré. Com a ajuda dos computadores atuais de alta velocidade, os cientistas podem resolver equações não-lineares por meio de técnicas que antes não estavam disponíveis. Esses poderosos computadores podem facilmente traçar as trajetórias complexas que Poincaré nem mesmo tentou desenhar.” (CAPRA, 1997, p. 100).

A teoria dos sistemas dinâmicos tem como objetivo prever a evolução de sistemas cuja dinâmica envolve processos complexos com um grande número de variáveis tornando-os aparentemente imprevisíveis e sistemas dinâmicos com poucas variáveis que são previsíveis. No entanto, existem processos simples e determinísticos que resultam em comportamentos visivelmente imprevisíveis e aleatórios.

2.3.1 Não-linearidade

Dentro da inerente interconectividade que estrutura-se a natureza, os processos organizam-se em sistemas que buscam constantemente um determinado equilíbrio a partir de sua dinâmica, devido às trocas constantes, de matéria e energia entre o ambiente interno e externo. Esses sistemas são denominados de sistemas abertos ou sistemas complexos (CHRISTOFOLETTI, 1999). Sistemas Complexos são compostos por um conjunto de partes conectadas por alguma forma de inter-relação entre elas. Assim, para caracterizar um sistema é necessário não somente conhecer as partes, mas também os modos de relação entre elas.

Caracterizam-se também por serem sistemas abertos, dissipativos e distantes do equilíbrio; por apresentarem auto-organização, retroalimentações, eventos dados por bifurcações e diminuição da entropia (CHRISTOFOLETTI, 1999). E as propriedades emergentes das inter-relações de um sistema complexo decorrem em grande parte de fenômenos não-lineares entre as partes.

As características básicas de sistemas dinâmicos não-lineares são a sensibilidade às condições iniciais e à variação de seus parâmetros (SAVI, 2002). Haja vista que uma pequena variação no parâmetro do sistema pode dar início a uma mudança inesperada e súbita no comportamento qualitativo do sistema, muitas vezes para um comportamento bastante caótico.

Um sistema dinâmico é um sistema cujo estado muda com o tempo (t). Dois tipos principais de sistemas dinâmicos são encontrados em aplicações: aqueles nos quais a variável tempo é contínua ($t \in \mathbb{R}$) e aqueles nos quais a variável tempo é discreta ($t \in \mathbb{N}$) (PAIVA NETO, 2004).

Quando o tempo é discreto, o sistema dinâmico pode ser representado como a iteração de uma função, isto é

$$x_{t+1} = f(x_t), \quad t \in \mathbb{N} \quad (2.1)$$

E quando o tempo é contínuo, o sistema dinâmico é descrito por uma equação diferencial

$$\frac{dx}{dt} = \dot{x} = f(x, t), \quad t \in \mathbb{R} \quad (2.2)$$

Sistemas dinâmicos não-lineares podem ter o tempo explícito nas equações ou implícito, dando-lhe o nome de não-autônomo e autônomo, respectivamente (SAVI, 2002) e (OLIVEIRA, 2006).

E para definir se uma função obedece às leis lineares ou não-lineares basta saber se a propriedade da superposição se aplica ou não, respectivamente. Segundo Nicolis & Prigogine (1998), em um sistema linear, o efeito final da ação combinada de duas causas diferentes é simplesmente a superposição dos efeitos de cada causa, individualmente consideradas.

2.3.2 Espaço de fase

Um dos maiores matemáticos da idade moderna, na opinião de Capra (1997), “*último grande generalista* por suas inúmeras contribuições praticamente em todos os ramos da matemática” foi o francês Jules Henri Poincaré. Poincaré

introduziu novas técnicas para lidar com as equações diferenciais não-lineares. Percebeu que as propriedades qualitativas das soluções podiam ser investigadas, sem que tais soluções precisassem ser determinadas explicitamente. Assim, em vez de procurar fórmulas, ele partiu para uma abordagem que descreve as características da topologia do espaço de fases (OLIVEIRA, 2006).

Uma maneira de observar o comportamento dinâmico de um sistema é observando os estados do sistema. Espaço de fase é um espaço abstrato representado por vetores, $x_1(t), x_2(t), \dots, x_n(t)$. Pode ter um número arbitrário de dimensões, cujos eixos coordenados são os eixos X_1, X_2, \dots, X_n . É caracterizado pelo número de variáveis independentes do sistema (SAVI, 2002). Segundo Hilborn (1994) o número mínimo de variáveis necessárias para especificar o estado dinâmico do sistema é denominado de dimensionalidade do espaço de fase.

Deste modo, entende-se que um único ponto no espaço fase define um estado potencial do sistema no instante t . Chama-se retrato de fases um conjunto de curvas obtidas pela evolução do sistema a partir de um conjunto de condições iniciais (MONTEIRO, 2002).

A evolução temporal do sistema é determinada pelas n equações diferenciais de primeira ordem:

$$\begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= f_1(x_1, x_2, \dots, x_n, t) \\ \frac{dx_2}{dt} &= f_2(x_1, x_2, \dots, x_n, t) \\ &\vdots \\ \frac{dx_n}{dt} &= f_n(x_1, x_2, \dots, x_n, t) \end{aligned} \tag{2.3}$$

O recurso da análise topológica do espaço de fase é muito usado na ciência para se estudar a evolução temporal de um sistema (GLEICK, 1990). Pois a topologia é uma geometria não euclidiana, na qual todos os comprimentos, ângulos e áreas podem ser distorcidos à vontade.

Um exemplo comum e bastante usado para demonstração é o do movimento harmônico simples (MHS) de um pêndulo. Devido ao atrito ser desprezado nesse exemplo o sistema é considerado conservativo, pois não há

dissipação de energia do sistema. A energia total do sistema é dada pela função hamiltoniana (H) e é escrita da forma:

$$H = ml \left[\frac{1}{2} l \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 + g(1 - \cos\theta) \right] \quad (2.4)$$

onde m é a massa do objeto, l é comprimento do braço do pêndulo e θ o ângulo formado entre a normal no ponto de equilíbrio do pêndulo e a abertura do mesmo. A derivada $d\theta/dt$, por definição, é a velocidade angular (ω) do sistema.

No caso deste sistema do pêndulo, o espaço de fase é constituído por apenas duas dimensões, no qual certos pontos correspondem aos estados de movimentos possíveis do pêndulo, formado pelas duas variáveis envolvidas no sistema, ângulo θ e a velocidade angular ω .

Os quatro pontos no espaço de fase, que estão marcados na Figura 2.1 representam os estados extremos do pêndulo — o módulo da abertura máxima $|\theta_{máx}|$ e velocidade angular máxima $|\omega_{máx}|$. Nas elongações horizontais extremas $|\theta_{máx}|$, a velocidade ω é igual a zero. No centro, onde o ângulo θ é zero, o módulo da velocidade se encontra em seu máximo $|\omega_{máx}|$. Se forem marcados todos os pontos possíveis correspondentes aos estados de movimento entre os quatro extremos, dada uma energia inicial e sendo que o sistema é conservativo, notar-se-á que esses pontos distribuem numa elipse fechada (Figura 2.1).

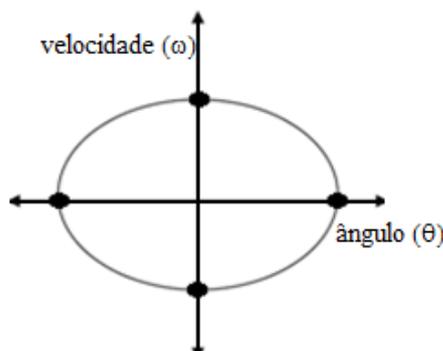


Figura 2.1: Trajetória do pêndulo no espaço de fase.

Esse laço é chamado de trajetória do pêndulo no espaço de fase. Ele descreve completamente o movimento do sistema. Todas as variáveis do sistema são

representadas por um único ponto, que sempre estará em algum lugar sobre essa elipse. Analisando topologicamente o espaço de fase do pêndulo em um sistema conservativo, temos que a evolução temporal do sistema é cíclica.

Aplicando energias diferentes às condições iniciais do sistema, obtemos o seguinte gráfico.

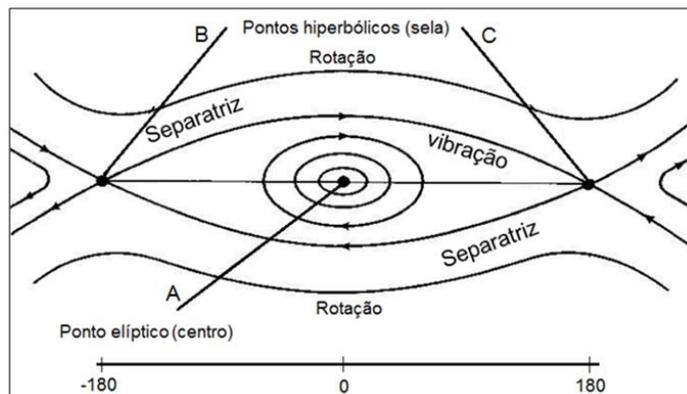


Figura 2.2: Retrato de fases de um pêndulo não-linear, com diferentes energias em seu estado inicial.

Interpretando a figura 2.2 temos que: o auto-estado sendo um único ponto, o ponto **A** representa o estado mínimo de energia do sistema, classificado como ponto elíptico. Nesse ponto a velocidade angular ω e o ângulo θ são constantes iguais a zero e o pêndulo encontra-se em equilíbrio estável. As curvas elípticas fechadas representam o movimento de vibração, com diferentes energias iniciais. As curvas, além das elipses fechadas, representam um movimento de revolução completa. Nessas condições a energia inicial adicionada ao sistema é tão grande que extrapola a energia máxima para o pêndulo oscilar e o mesmo passa a se comporta como uma hélice, ou seja, o movimento faz uma revolução completa.

Os pontos **B** e **C** que estão nos extremos da maior elipse, classificados como pontos hiperbólicos, têm velocidade angular igual a zero e os módulos das amplitudes seus valores máximos, -180° e $+180^\circ$, respectivamente. Estes pontos **B** e **C** estão em um estado de equilíbrio instável e representam o limiar entre o movimento oscilatório e o movimento de rotação.

De acordo com Stewart (1991), usando recursos matemáticos da topologia pode-se mostrar que fisicamente os pontos **B** e **C** representam um mesmo

auto-estado no espaço de fases. Isto significa que podemos fazer com que o sistema de coordenadas perceba os ângulos de amplitude $-180^\circ = +180^\circ$. Portanto, para chegar a esta representação gráfica é preciso enrolar o plano da figura 2.2, na horizontal, de modo a juntar os pontos B e C, formando um cilindro como mostra na Figura 2.3.

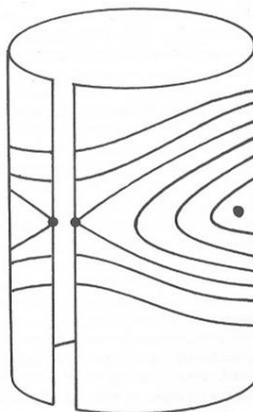


Figura 2.4: figura representativa do espaço de fases enrolado, do pêndulo ideal

Logo, enrolando a linha que representa o eixo do ângulo θ em volta do círculo, de tal modo que, quando completar uma volta completa, isto é, 360° , o sistema estará de volta ao ponto de partida, 0° . Isto significa que acrescentando 360° — e, portanto, qualquer múltiplo seu — à medida numérica de um ângulo, tem-se o mesmo ângulo. Haja vista que, $-180^\circ + 360^\circ = +180^\circ$, portanto esses dois ângulos são os mesmos.

No entanto, a figura 2.3 não deixa claro que o ponto A é o estado de mais baixa energia do sistema e nem que os pontos B e C, que agora é representado por apenas um ponto, tem a maior energia do sistema enquanto o mesmo tem movimento periódico. Contudo, a solução para esse problema é curvar o cilindro da figura 2.3, transformando-o em um tubo em forma de U (figura 2.4). Feito isso obter-se-á uma figura que mostra, de imediato, os movimentos do pêndulo e os níveis de energia correspondente. Identifica-se também que, se a energia for suficientemente elevada além do limiar pendular, há dois tipos distintos de movimento rotacional, o pêndulo girando no sentido horário ou anti-horário. Seguindo o caminho da haste da esquerda ou da direita.

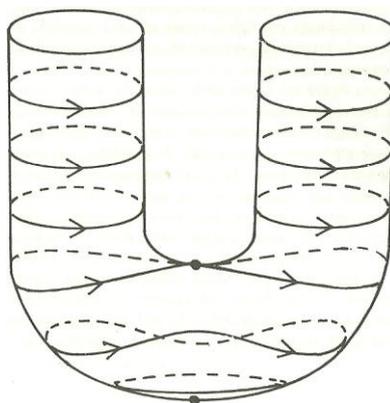


Figura 2.4: figura representativa do espaço de fases enrolado e dobrado em forma de “U”, do pêndulo ideal.

No entanto, quando o sistema não é um pêndulo simples e sendo composto por muito mais variáveis independentes, a técnica do espaço de fases ainda é a mesma. Cada variável é representada por uma coordenada em uma dimensão diferente do espaço de fase. Por exemplo: se um sistema complexo houver dezesseis variáveis independentes, haverá um espaço de dezesseis dimensões. Um único ponto nesse espaço descreverá completamente o estado de todo o sistema, pois esse único ponto terá dezesseis coordenadas, cada uma delas correspondendo a uma das dezesseis variáveis do sistema.

2.3.3 Atratores

O sistema de MHS de um pêndulo sem atrito oscilando de um lado para o outro, em perpétuo movimento, é idealizado, um exemplo típico de física clássica, onde o atrito geralmente é negligenciado. Um pêndulo real sempre sofrerá algum atrito, que provocará sua desaceleração, até que seu movimento finalmente cessará. No espaço de fase bidimensional, esse movimento harmônico amortecido do pêndulo é representado por uma curva que se espirala para a origem (0,0) do espaço vetorial, como é mostrado na Figura 2.5. Assim o estado preferencial do sistema é estar em repouso.

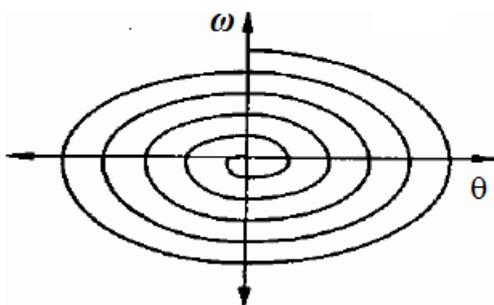


Figura 2.5 Trajetória no espaço de fase de um pêndulo com atrito.

Se forem usados os mesmo recursos topológicos feito no exemplo anterior, do pêndulo sem atrito a um pêndulo com atrito. E partindo-se de um estado de energia maior ao do limiar pendular. Isto é, inicia-se o sistema com o pêndulo girando, como uma hélice, com uma alta velocidade angular inicial ω_i , em um sentido arbitrário. À medida que o tempo passa o atrito causa a desaceleração dessa velocidade angular, diminuindo até o ponto em que a energia seja inferior ao do limiar pendular (figura 2.6). A partir de então o movimento deixa de ser circular e passa a ser pendular e o ângulo de amplitude diminui com o tempo até chegar a zero. A evolução temporal no espaço de fase desenha uma trajetória em forma helicoidal descendo pela haste do tubo até espiralar ao ponto de estado de energia mínima do sistema, o pêndulo parado.

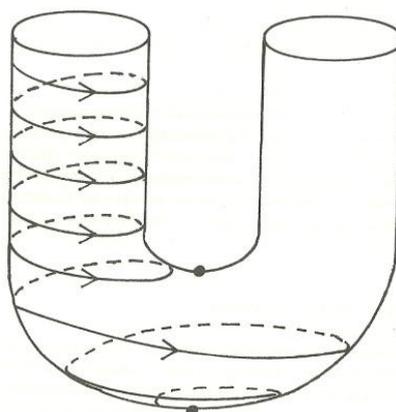


Figura 2.6: figura representativa do espaço de fases enrolado e dobrado em forma de “U”, do pendulo real.

A este estado preferencial do espaço de fase no qual um sistema dinâmico eventualmente se estabiliza se dá o nome de “atrator” do sistema

(STEWART, 1991). Os sistemas dinâmicos dissipativos se caracterizam por um comportamento assintótico que implica na existência de atratores.

Podemos definir um atrator como sendo um conjunto de valores, ou pontos, no espaço de fase para o qual o sistema converge com o tempo (se a função for contínua) ou por n iterações (se a função for discreta). O atrator pode ter tantos graus de liberdade quanto o número de variáveis que influenciam o sistema. E as propriedades gerais da dinâmica de um sistema podem ser deduzidas pela forma de seu atrator. Ou seja, analisando o atrator podemos encontrar informações sobre o comportamento das variáveis do sistema (ECKMANN e RUELLE, 1985).

Na literatura há registros de quatro tipos básicos de atratores e são classificados topologicamente, de acordo com suas características no sistema.

- I. Os atratores estáveis, ou pontuais. São aqueles que derivam de sistemas que atingem um equilíbrio estável. Estes atratores possuem ordem zero e convergem para um único ponto no espaço de fases;
- II. Os atratores periódicos. São aqueles que derivam de sistemas cíclicos. Estes atratores possuem ordem um e convergem para uma circunferência;
- III. Os atratores quase-periódicos. São aqueles que derivam de sistemas cíclicos e são compostos por uma superposição de duas frequências diferentes, na mesma série. Estes atratores possuem ordem dois e perfazem dois ciclos se estabilizam formando um solenóide;
- IV. Os atratores aperiódicos, ou atratores estranhos. São aqueles que derivam de sistemas caóticos, isto é, são sensíveis as condições iniciais. Estes atratores possuem ordem n , sendo $n > 2$ e pode ser inteiro ou real.

Essa classificação dos diferentes tipos de atratores do espaço de fases é ilustrada na figura 2.7.

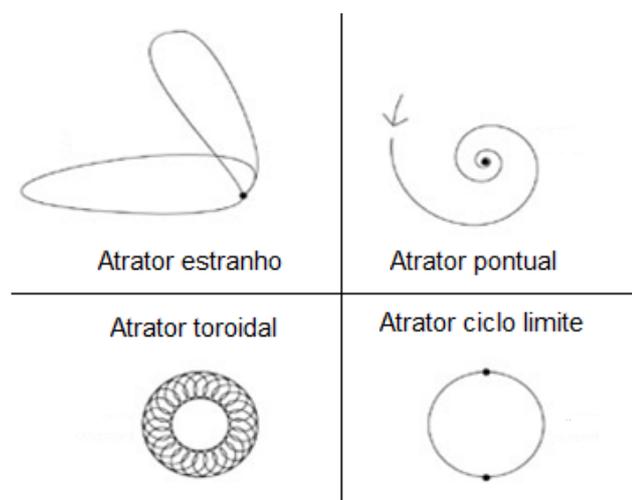


Figura 2.7: figura representativa dos quatro tipos de atratores.

2.3.4 Atratores estranhos e os fractais

Em 1963, Edward Lorenz publicou em um artigo uma descoberta que surpreendeu o mundo. Quando estava questionando a fundamentação teórica dos métodos de previsão do tempo da época, baseado em regressão linear, que na sua opinião o fenômeno do tempo é demasiado não linear para que tais métodos possam dar resultados consistentes. Para testar a sua tese, comparou numericamente diversos métodos aplicados a certos modelos simplificados.

Seu modelo exibiu um comportamento bastante complexo, embora fosse definido apenas por poucas e simples equações diferenciais. A dinâmica gerada pelo modelo exibia uma característica não usual (MOREIRA, 1992). Lorenz concluiu que a previsão do tempo em um intervalo de tempo longo não seria possível. Sistemas como o de Lorenz são denominados caóticos determinísticos, ou seja, embora apresentem um comportamento aperiódico e imprevisível, a sua dinâmica é governada por equações diferenciais determinísticas simples.

No caso de sistemas caóticos, as órbitas do atrator nunca repetem o mesmo caminho. Contudo, as órbitas estão confinadas a uma região limitada do espaço de fases. Atratores de sistemas caóticos são denominados atratores estranhos, terminologia introduzida por Ruelle e Takens (1971) quando estavam questionando a interpretação matemática do fenômeno de turbulência predominante na época e propuseram que turbulência deve corresponder a existência no espaço de configurações de algum "atrator estranho" (figura 2.8).

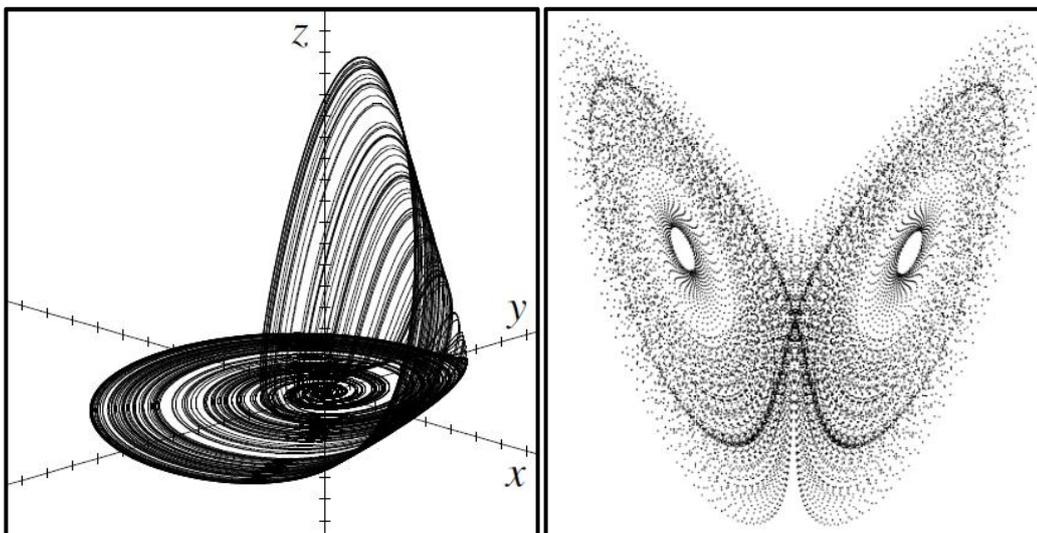


Figura 2.8: À esquerda o atrator de Rossler e à direita o atrator de Lorenz

A partir de Lorenz (1963), Ruelle e Takens (1971) e Grassberger e Procaccia (1983), diversos estudos confirmam a presença de atratores estranhos associados a situações específicas, a partir de séries temporais em diferentes áreas. Atratores estranhos tem sido encontrado em trajetórias de ciclone tropicais (FRAEDRICH e LESLIE, 1989), em séries temporais relacionadas ao fenômeno El Niño (GOBER *et al.*, 1992), em séries temporais marítimas (FRAEDRICH, 1986; NICOLIS e NICOLIS, 1984) e também na dinâmica de florestas da Amazônia Legal (CAPSTRANO, 2007; CAMPANHARO, 2006; MELLO, 2010).

Um atrator estranho é um fractal, ou seja, é um objeto geométrico de dimensão não inteira e sua estrutura possui características de auto-similaridade (PAIVA NETO, 2004). E em geral, os sistemas naturais são sistemas complexos que exibem comportamento fractal.

Os fractais são conjuntos de objetos cuja forma é irregular ou fragmentada e têm essencialmente a mesma estrutura em todas as escalas, segundo a definição de (NUSSENZVEIG, 2003). As principais propriedades que caracterizam e definem os fractais são:

- I. Auto-similaridade, ou auto-semelhança, que pode ser determinística ou estatística;
- II. A irregularidade, ou fragmentação na sua forma;
- III. Possui, em geral, uma dimensão fractal não inteira.

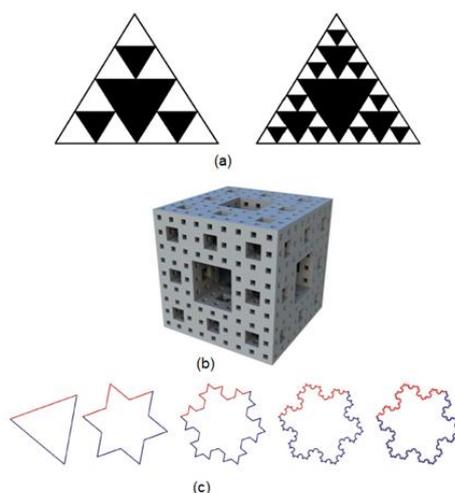


Figura 2.9: Objetos fractais (a) triângulo de Sierpinski, (b) Esponja de Menger e (c) curva de Koch.

2.3.5 Dimensionalidade

No início do século XX uma importante definição de dimensão, denominada de *dimensão topológica*, foi discutida por Poincaré e Brouwer. Uma das propriedades da dimensão topológica diz que através de um procedimento do qual é possível reduzir um sistema dinâmico contínuo no tempo (fluxo) em um discreto (mapa) (SAVI, 2002). Este procedimento, conhecido como secção de Poincaré, elimina pelo menos uma variável do problema. Esta transformação possibilita uma melhor compreensão da dinâmica global do sistema. Outra noção de dimensão foi proposta por Kolmogorov, denominada de *capacidade*, e era definido como a quantidade que mede o quanto um objeto, ou conjunto preenche um lugar no espaço em que está imerso (NUSSENZVEIG, 2003). Esta ideia de dimensão introduzida por Kolmogorov está bem próxima da definição de dimensionalidade do atrator, também conhecida como dimensão de Hausdorff.

Ekman & Ruelle (1985) definem dimensão (d) de um conjunto como a quantidade de informação necessária para especificar pontos na sua exatidão. Contudo, segundo Abarbanel *et al.* (1993) o simples conceito de dimensão como o número de coordenadas necessárias para especificar estado é um conceito geométrico relacionado com escalas de volumes “ V ”, ou hipervolumes, em função de um parâmetro de comprimento “ L ” característico e da dimensão “ d ” do objeto:

$$V \propto L^d \quad (2.5)$$

Isolando a variável d , assim a dimensão é definida matematicamente como:

$$d = \frac{\log V}{\log L} \quad (2.6)$$

As aplicações são um subconjunto de \mathbb{R}^m ou espaços de Banach, e as métricas naturais a serem usadas é definido pela norma. Sendo assim a eq. 2.6 se transforma em:

$$d = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(\frac{\log[N(\varepsilon)]}{\log(1/\varepsilon)} \right) \quad (2.7)$$

onde $N(\varepsilon)$ é o numero mínimo de conjuntos elementares necessários para cobrir o espaço considerado e ε é o tamanho de cada elemento do conjunto elementar.

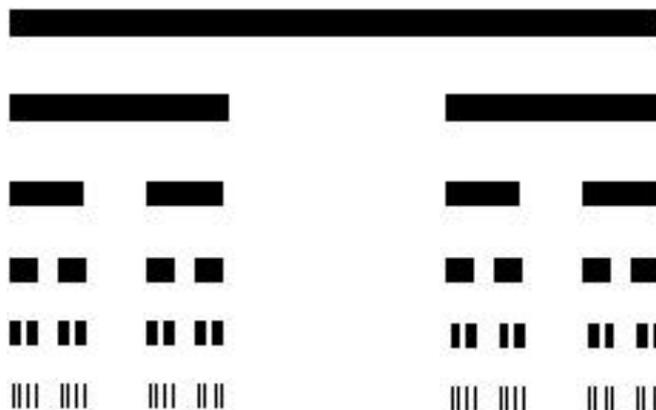


Figura 2.10 Conjunto de Cantor

A figura 2.10 representa o Conjunto de Cantor, também conhecido como Poeira de Cantor, que é construído tomando-se um segmento de reta e repartindo em três segmentos iguais. Em seguida retira-se o segmento do meio, depois os dois segmentos restantes são repartidos em três e retirados os segmentos do centro. Esse

processo é repetido infinitamente. Portanto, se aplicado a eq. 2.7 ao conjunto de cantor obter-se-á o valor de

$$d = \frac{\log(2)}{\log(3)} \cong 0,6 \quad (2.8)$$

Segundo Campanharo *et al.* (2007) se o atrator é imerso no espaço de dimensão progressivamente mais elevado ele exhibe cada vez mais uma estrutura complexa, com seus desdobramentos e suas medidas de dimensão aumentadas. Isto progride continuamente até que o atrator seja completamente revelado, em um ponto que a região satura. Quando esta condição é alcançada a dimensão de imersão é suficientemente alta.

Segundo o método de Grassberger & Procaccia (1983), essa medida da densidade do atrator imerso no espaço de fases denomina-se de “dimensão de correlação” e ela fornece uma estimativa do número mínimo de equações diferenciais necessárias para descrever a dinâmica do sistema.

A dimensão de correlação D_c é

$$D_c = \lim_{R \rightarrow 0} \left\{ \frac{\log[C(R)]}{\log R} \right\} \quad (2.9)$$

onde a função correlação integral, $C(r)$ é dada por

$$C(r) = \frac{1}{N^2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^N \theta(r - |X_i - X_j|) \quad (2.10)$$

Sendo N representa o número de pontos analisados no atrator e $\theta(x)$ é a função degrau de Heaviside e esta função obedece as seguintes condições

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{se } x \geq 0 \\ 0 & \text{se } x < 0 \end{cases} \quad (2.11)$$

Para determinação de $C(r)$ pela equação (2.10) primeiramente adota-se um ponto de referência X_i no espaço de fase, a partir desse ponto e com o auxílio da função de Heaviside, θ , é contado o número de pontos dentro do raio da hipersfera (r) e conseqüentemente a medida de quanto a presença deste ponto de referência influencia na posição dos demais dados, que é propriamente a função correlação. Este procedimento é feito para todos os dados, sendo a cada seção um dado tomado como referência.

Desta forma, pode-se obter o valor da dimensão de correlação através da inclinação da reta $\log[C(r)] \times \log[r]$, como representa a figura 2.11.

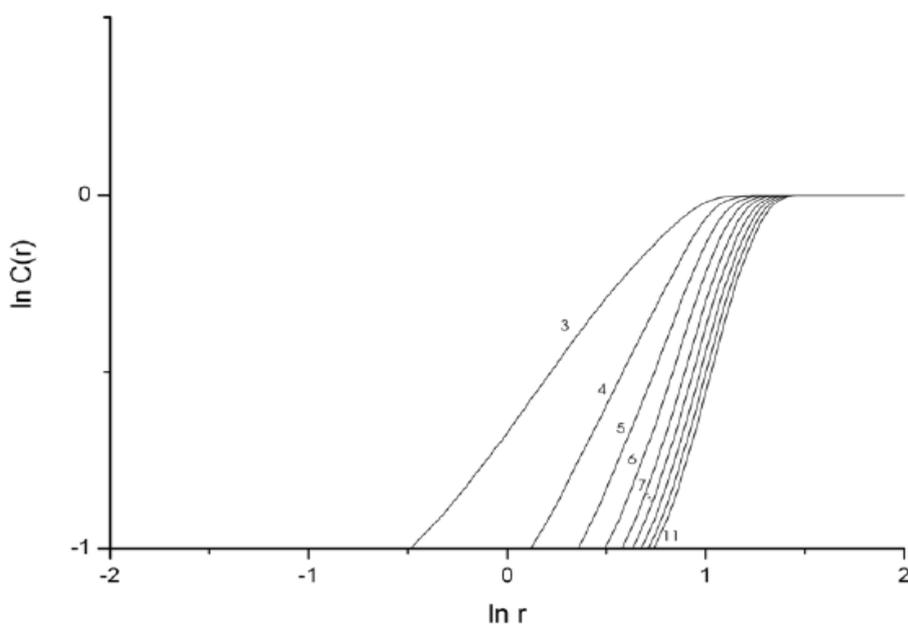


FIGURA 2.11: Gráfico da dimensão de correlação pelo método de (GRASSBERGER e PROCACCIA, 1983).

3 MATERIAL E MÉTODO

3.1 Área de estudo

Este trabalho foi desenvolvido utilizando o banco de dados do Programa de Pós-Graduação em Física Ambiental, das variáveis micrometeorológicas que foram coletados por equipamentos instalados em uma torre de 42m localizada na área da fazenda Macarí, nesta torre funciona o sistema de correlação de vórtices turbulentos (Eddy Covariance).

Esta área possui cerca de 20 km² e pertence à região da Amazônia Legal (Figura 3.1). Está contida em uma floresta de transição entre floresta tropical úmida e o cerrado, possui um dossel contínuo de altura entre 26 m a 28 m, em terreno plano a 423 m do nível do mar, pertencente à bacia do rio Teles Pires, no meio Norte de Mato Grosso e está localizada a aproximadamente 60 km NE da cidade de Sinop, Brasil (11°24,75'S; 55°19,50'O).

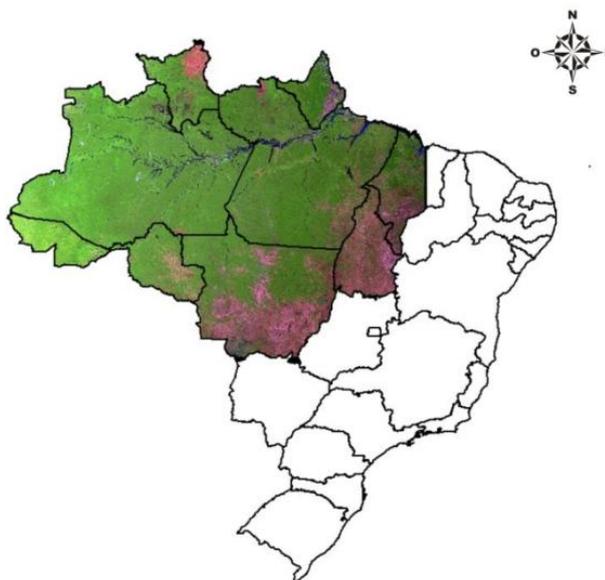


Figura 3.1: mapa representando a região da Amazônia legal

A área de estudo é caracterizada por clima tropical úmido, com duas estações definidas, uma estação seca de junho a agosto, e uma estação chuvosa de dezembro a fevereiro, com uma temperatura média anual de 24°C e precipitação de 2000 mm/ano (MIRANDA et al., 2004). O solo foi caracterizado como Neossolo Quartzarênico Órtico típico A moderado álico. É um solo de textura bastante

arenosa com 84% areia, 4% silte, 12% argila na camada superior do solo (50 cm). Este solo tem alta porosidade e capacidade de drenagem rápida da água das chuvas, que se dá entre quatro a sete dias (PRIANTE FILHO et al., 2004).

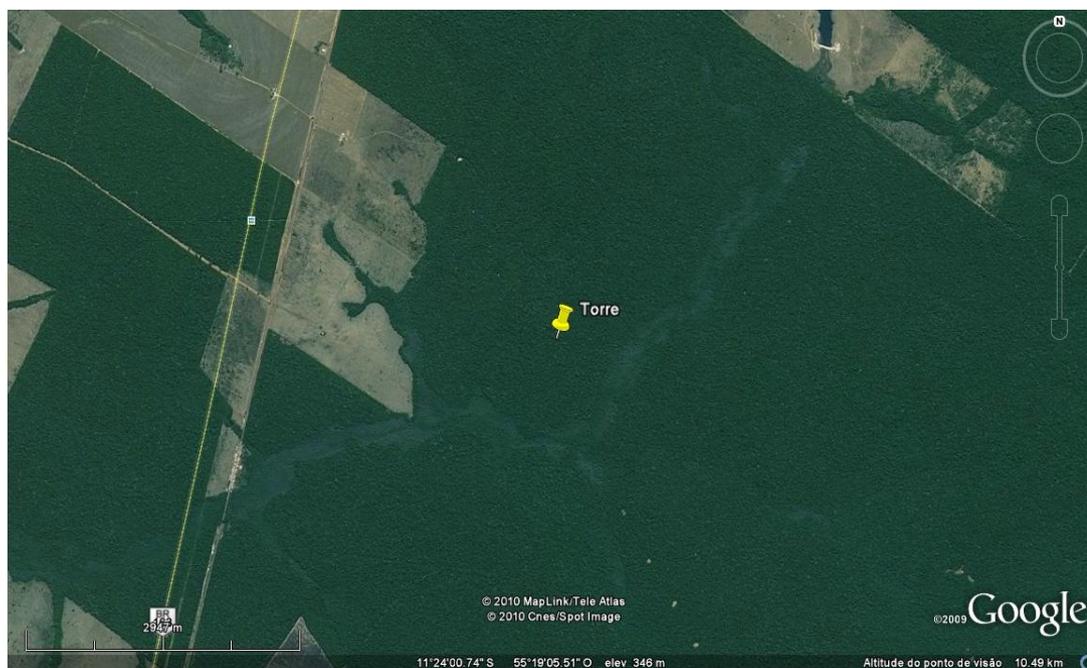


Figura 3.2: foto de satélite da região estudada.



Figura 3.3: foto da torre com os equipamentos de coleta de dados.

3.2 Instrumentos de aquisição dos dados

Os dados das variáveis micrometeorológicas utilizados neste trabalho foram coletados através de sensores de correlação de vórtices turbulentos que foram montados a uma altura de 42 m acima do solo sendo aproximadamente 13 metros acima do dossel da floresta, onde funciona o sistema de correlação de vórtice turbulento (*eddy covariance*). De 1999 a 2005, o sistema de correlação de vórtice turbulento era constituído por um anemômetro-termômetro sônico tridimensional (SWS-211/3K, Applied Technologies, Inc., Boulder, Colorado, E.U.A.) e por um conversor analógico/digital (datapacker).

A técnica de correlação de vórtices turbulentos é uma técnica micrometeorológica que quantifica diretamente as trocas de massa e energia da superfície-atmosfera, pela medida do transporte turbulento de vapor d'água e calor (VOURLITIS et al., 2002) e (VOURLITIS et al., 2001).

Em vários pontos da torre foram instalados medidores de temperatura de bulbo úmido e bulbo seco, radiômetro líquido, pluviômetro sensores de chuva e termopares para medir fluxo de calor latente.

Para medir as flutuações de velocidade do vento, temperatura e vapor d'água, foram utilizados através do sistema de vórtice turbulento um sistema de anemômetro sônico em três dimensões (SWS-211/3K, *applied technologies, Inc. Boulder, Colorado*) e um analisador de gás infravermelho de caminho aberto (NOAA-ATDD, *Oak Ridge, Tennessee*). Todos os aparelhos foram instalados pelo grupo de estudo da Física Ambiental. A manutenção, bem como a calibração também é feita pelo mesmo grupo.

O sistema de aquisição de dados era composto por um datalogger (CR 10X, Campbell Scientific, Inc., Ogden, Utah), e um laptop no qual manipulava os dados com um fluxo de respostas rápidas de 10 Hz (0,1 em 0,1 segundos), utilizando a técnica de médias de 200s com filtragem digital recursiva, esta utilizada para os fluxos de energia (calor sensível e calor latente), armazenava as variáveis com médias de 30 minutos. Os dados são analisados em planilhas do software Microsoft Excel.

3.3 Método

De acordo com o teorema de Takens (1981), a trajetória completa de um sistema em um espaço de fases pode ser reconstruída a partir da medida de uma única variável independente dos sistemas. Ou seja, em sistemas cujas equações dinâmicas que os regem não são conhecidas, a caracterização do seu atrator associado pode se limitar a conhecer apenas uma série de valores, correspondentes à evolução temporal de uma das variáveis do sistema (PINTO, 2009).

O conjunto geométrico imergido nesse espaço de fases, que carrega as informações da dinâmica do sistema, é denominado de *atrator reconstruído* e é topologicamente equivalente ao atrator que seria produzido pela solução numérica do sistema dinâmico de equações, caso elas fossem conhecidas (CAMPANHARO, 2006).

Segundo Abarbanel (1993), por volta de 1980 um grupo da Universidade da Califórnia de Santa Cruz e David Ruelle, simultaneamente e independentes um do outro, introduziram a ideia de usar defasagens temporais para reconstrução do espaço de fase de sistemas dinâmicos observados. O método é baseado na obtenção de vetores de estado atrasados da série temporal original $X_0(t)$, de modo que o espaço de fases passe a ser definido pelo conjunto de vetores $\{X_k(t)\}$ (sendo $k = 1, \dots, n - 1$).

A técnica consiste em a partir da série temporal original $X_0(t)$ gerar outras séries temporais com deslocamentos temporais sucessivos de defasagem fixa τ ($\tau = m \Delta t$, onde m é um número inteiro) para N pontos equidistantes do conjunto de dados. Isto é:

$$\begin{aligned}
 X_0 &= X_0(t_1), \dots, X_0(t_N) \\
 X_1 &= X_0(t_1 + \tau), \dots, X_0(t_N + \tau) \\
 &\vdots \\
 X_k &= X_0[t_1 + (n - 1)\tau, \dots, X_0[t_N + (n - 1)\tau]
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Contudo, a qualidade do atrator reconstruído é bastante sensível ao escolhido para o tempo de atraso. Portanto, qual defasagem temporal usar? Nicolis & Prigogine (1998) afirmam que a escolha da defasagem (τ) deve ser aquela na qual a série original ($X_0(t)$) e a série defasada ($X_0(t_N + \tau)$) apresentarem a menor correlação.

Já Mañé e Takens afirmam que não importa qual é a escolha da defasagem temporal. Eles discutem que o atrator simplesmente suavemente aparece no espaço de fase de coordenadas defasadas como se vista nas coordenadas originais, que não são conhecidas. Isto quando a dimensão do espaço de fase, n , é suficientemente maior que a dimensionalidade do atrator, d ($n > 2d$).

Segundo Abarbanel (1993), o uso de um τ muito pequeno implica em $X(t_N + m\tau)$ e $X(t_N + (m + 1)\tau)$ terem valores próximos e as séries tornam-se indistinguíveis. Na prática, o uso de τ muito pequeno gera atratores reconstruídos com sua trajetória próximos a uma reta. Ao passo, que o uso de um τ muito grande acarreta em $X(t_N + m\tau)$ e $X(t_N + (m + 1)\tau)$ serem completamente diferente uma da outra. Ou seja, que para valores de τ grande demais, geram atratores com sua trajetória dispersa, ambos os tempos de defasagem geram atratores reconstruídos mal definidos.

No entanto, neste trabalho foi aplicada a técnica da reconstrução do atrator no espaço de fases a partir da série temporal de uma única variável, porem vários tempos de defasagens foram testados a fim de analisar topologicamente o comportamento dos atratores reconstruídos, no intuito de inferir um melhor tempo de defasagens para o sistema considerado, de acordo com sua melhor definição, ou qualidade.

3.4 Software

Para a manipulação dos dados coletados foi usado os softwares Microsoft Office Excel versão 2007 e SigmaPlot versão 11. O software SigmaPlot foi utilizado como ferramenta para a plotagem de gráficos em 3D, das séries temporais com defasagens, na reconstrução do atrator no espaço de fases.

A partir de então, foram feitos quatro experimentos que serão descritos e analisados a seguir.

4 ANÁLISE E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

4.1 Atratores Reconstruídos com Diferentes Tempos de Defasagens

Nesta seção, a fim de obter as características completa de um sistema em um espaço de fases a partir da medida de uma única variável independente, de acordo com o teorema de Takens, aplicou-se o método de reconstrução do atrator, baseado na obtenção de vetores *atrasados* da série temporal original.

Para a reconstrução do atrator foi utilizada a série temporal da variável temperatura do ar, com base nos resultados de Capistrano (2007) que diz que de todas as variáveis medidas no sítio de Sinop, é a variável mais bem comportada e, portanto, mais simples de ser modelada. Contudo foram analisados dois meses diferentes junho e dezembro que caracterizam o período seco e chuvoso, respectivamente. Os dados utilizados são referentes ao ano de 2000. E o tempo de defasagem “ τ ” utilizado foi de uma a dez horas.

Este intervalo de dez horas foi escolhido baseado nos resultados de PALÚ (2008), que conclui que a utilização de um tempo de defasagem de cinco horas pode ser adotada em quaisquer que sejam as análises de séries temporais para a estimativa da dimensionalidade dos processos envolvidos na interação atmosfera-biosfera, na floresta de transição de Sinop, independentemente de qual variável estiver sendo estudada e, também, de que época do ano os dados se referem. A partir desse tempo de cinco horas decidiu-se por testar tempos de defasagem com uma amplitude de cinco horas, para mais e para menos. No entanto, o tempo mínimo que se poderia aplicar é de 30 (trinta) minutos, pois é o tempo de coleta dos dados pelo equipamento.

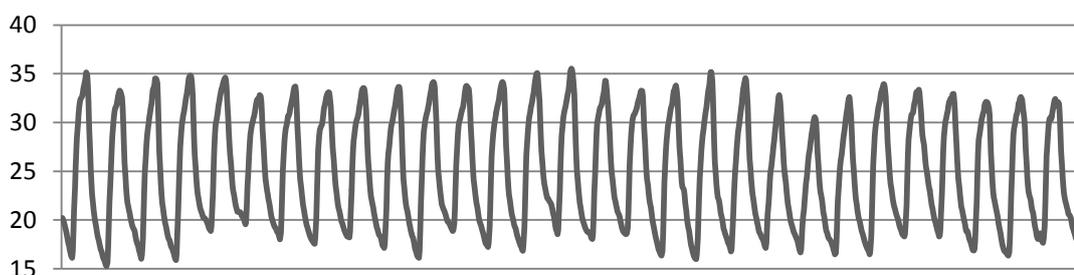


Figura 4.1: série temporal da temperatura do ar no mês de junho de 2000.

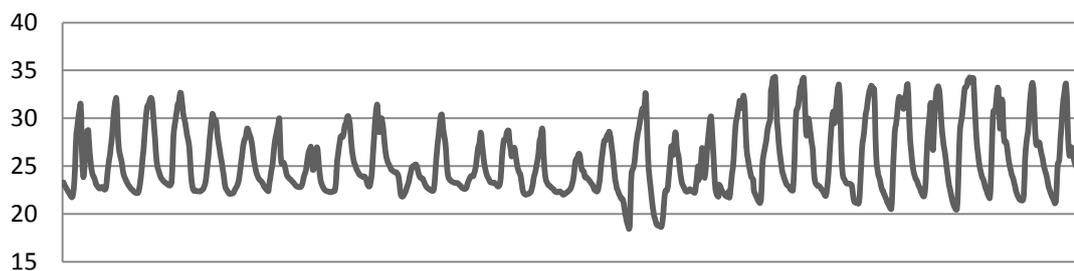


Figura 4.2: série temporal da temperatura do ar no mês de dezembro de 2000.

Os gráficos abaixo possuem três eixos X, Y e Z, sendo o eixo X formado pelos valores da série temporal original (temperatura do ar), o eixo Y formado pelos valores da série temporal com um tempo de defasagem “ τ ” e o eixo Z formado pelos valores da série temporal com o dobro desse tempo de defasagem “ 2τ ”. Estes gráficos foram gerados pelo software SigmaPlot versão 11. Apesar de estes gráficos serem tridimensionais, os mesmos estão sendo visualizados no plano formados pelos eixos Z e Y.

Tempo de defasagem de uma hora ($\tau = 1h$)

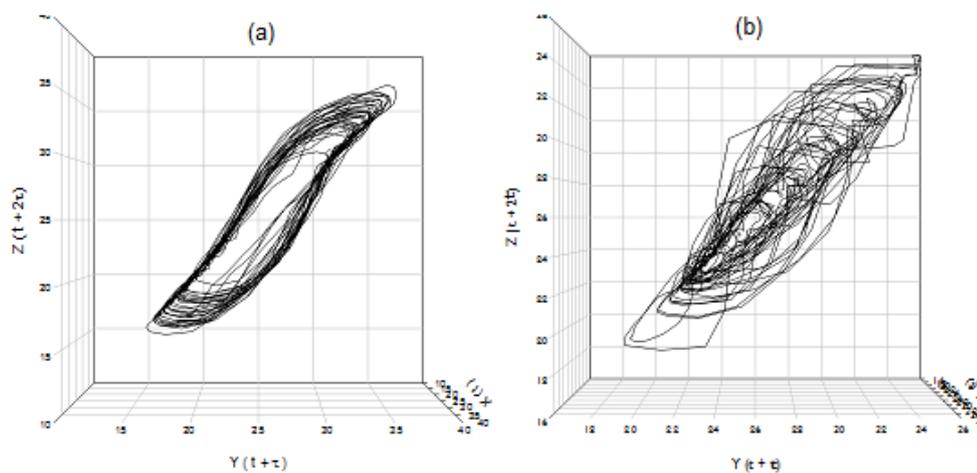


Figura 4.3: atratores reconstruídos com tempo de defasagem de uma hora. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.

Tempo de defasagem de duas horas ($\tau = 2h$)

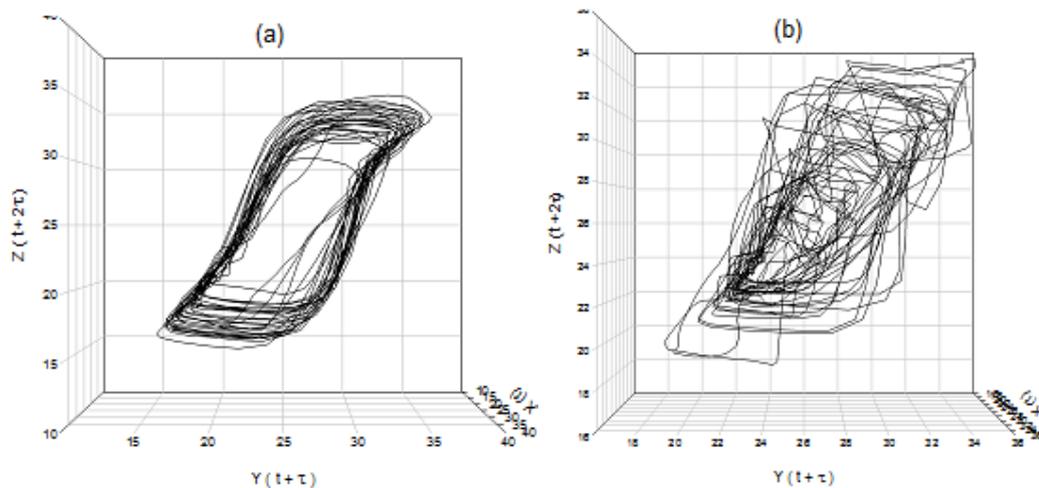


Figura 4.4: atratores reconstruídos com tempo de defasagem de duas horas. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.

Tempo de defasagem de três horas ($\tau = 3h$)

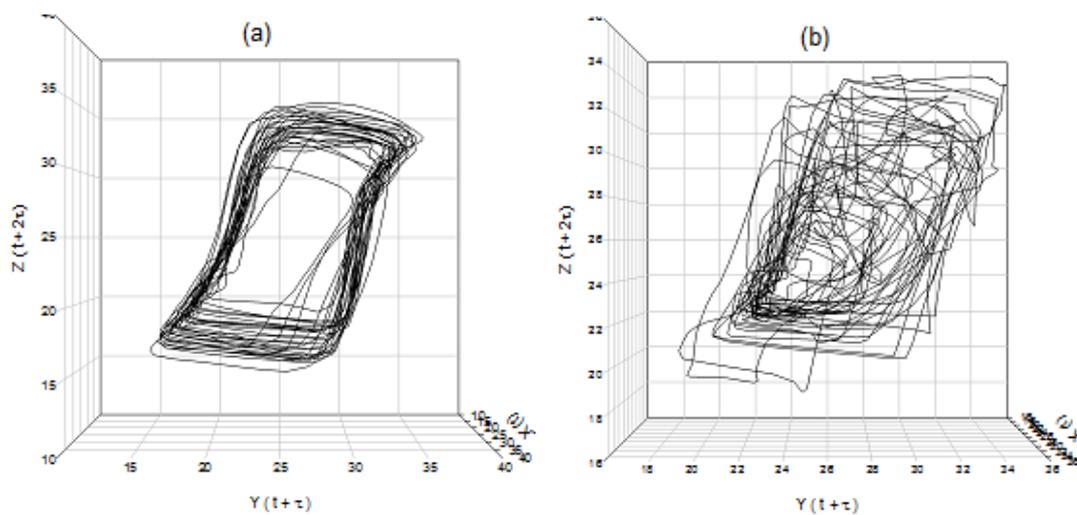


Figura 4.5: atratores reconstruídos com tempo de defasagem de três horas. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.

Tempo de defasagem de quatro horas ($\tau = 4h$)

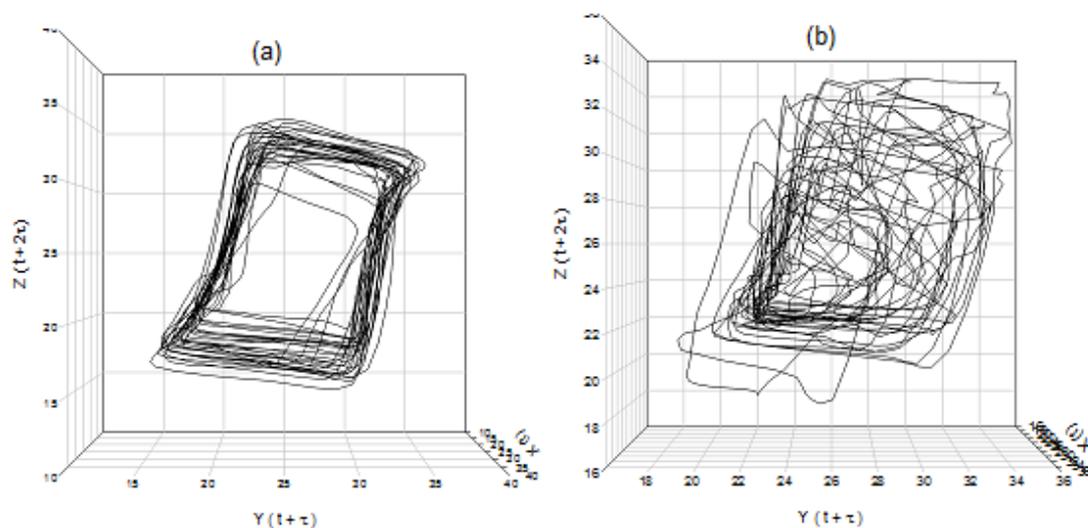


Figura 4.6: atratores reconstruídos com tempo de defasagem de quatro horas. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.

Tempo de defasagem de cinco horas ($\tau = 5h$)

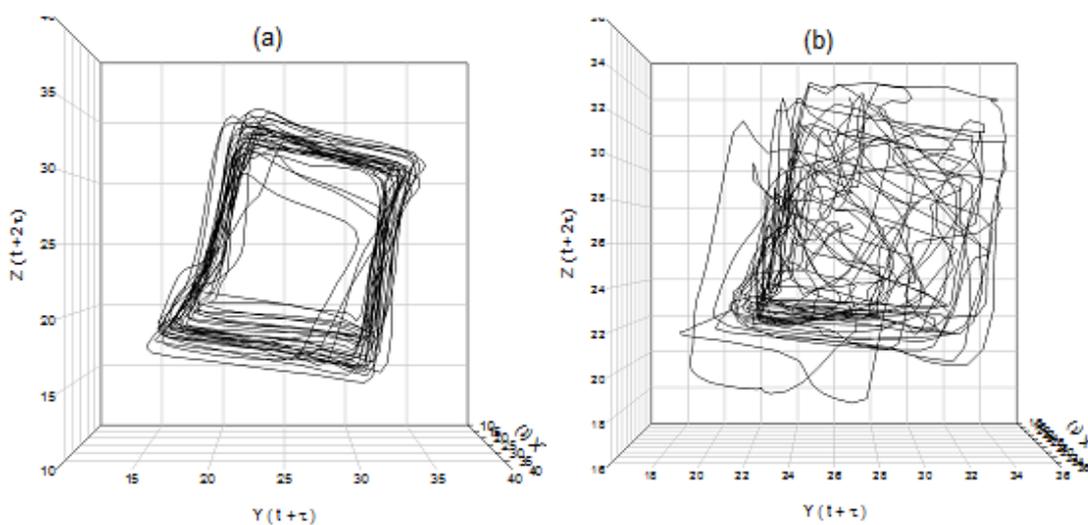


Figura 4.7: atratores reconstruídos com tempo de defasagem de cinco horas. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.

Tempo de defasagem de seis horas ($\tau = 6h$)

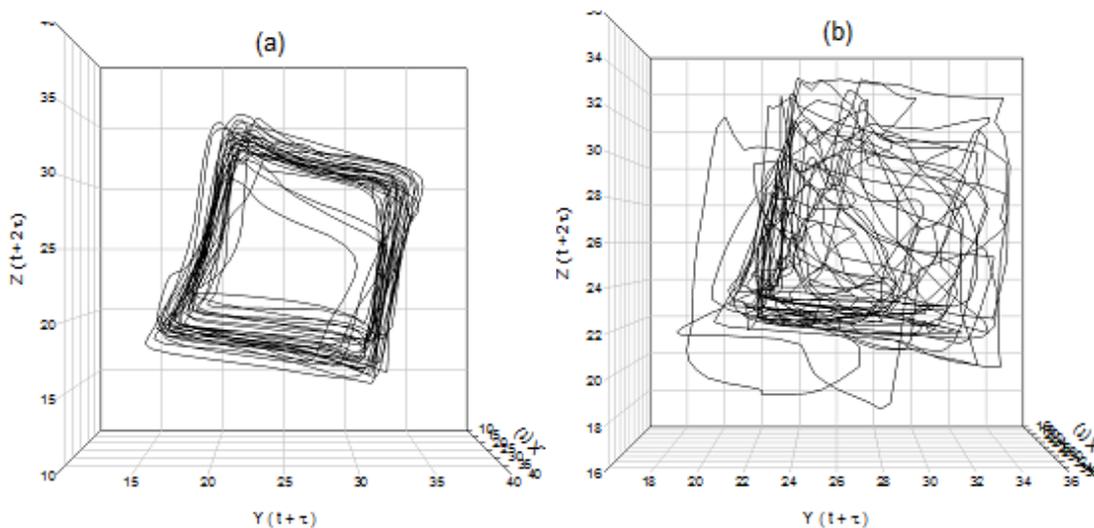


Figura 4.8: atratores reconstruídos com tempo de defasagem de seis horas. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.

Tempo de defasagem de sete horas ($\tau = 7h$)

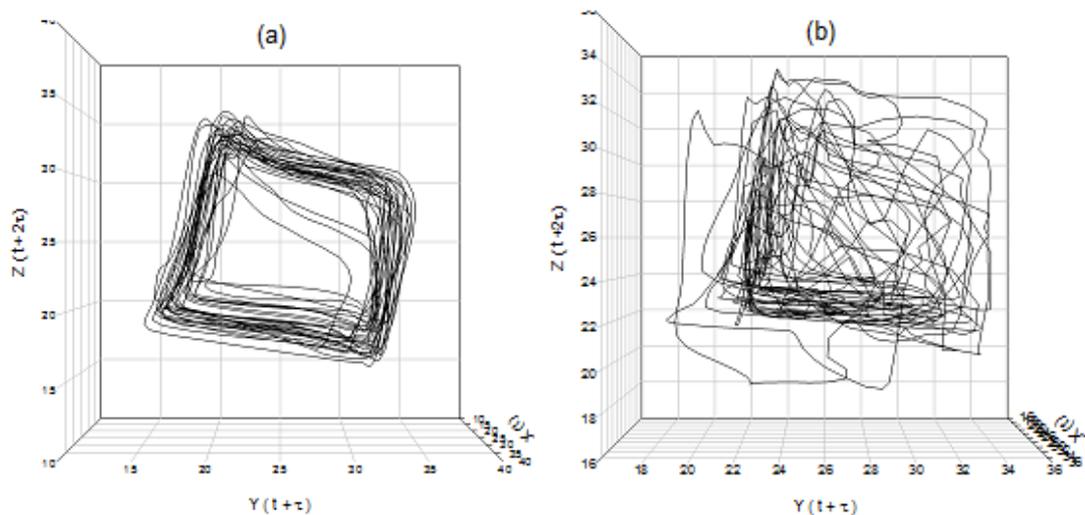


Figura 4.9: atratores reconstruídos com tempo de defasagem de sete horas. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.

Tempo de defasagem de oito horas ($\tau = 8h$)

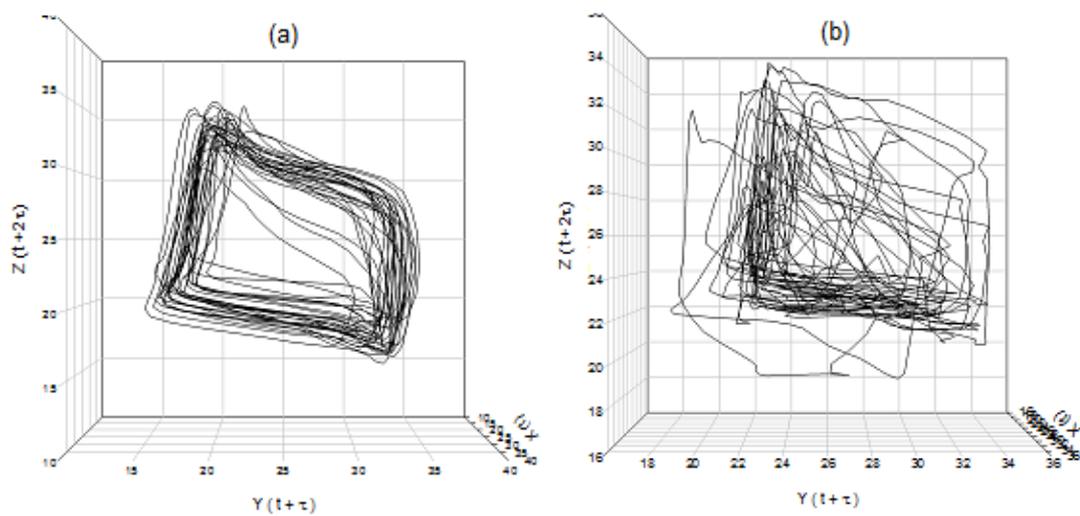


Figura 4.10: atratores reconstruídos com tempo de defasagem de oito horas. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.

Tempo de defasagem de nove horas ($\tau = 9h$)

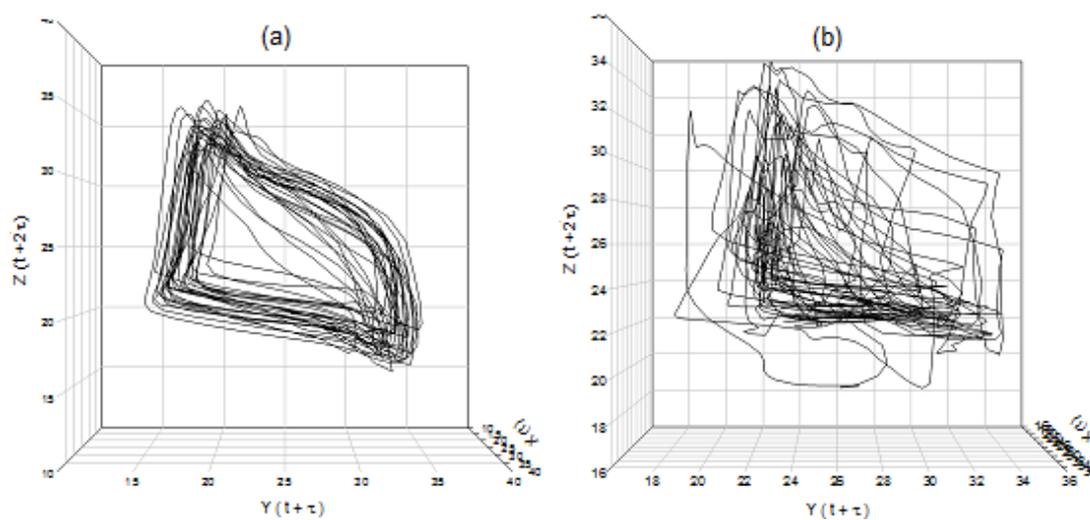


Figura 4.11: atratores reconstruídos com tempo de defasagem de nove horas. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.

Tempo de defasagem de dez horas ($\tau = 10h$)

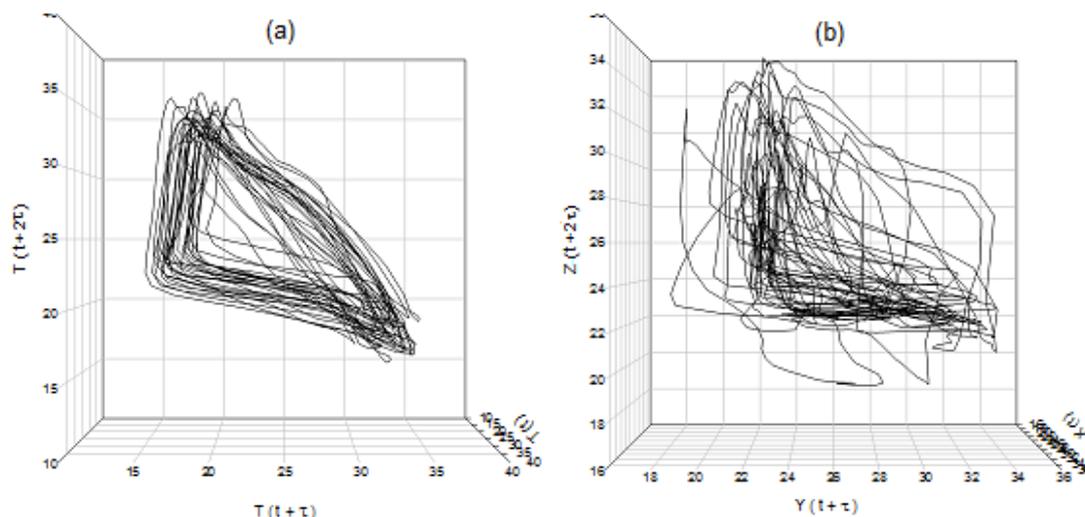


Figura 4.12: atratores reconstruídos com tempo de defasagem de dez horas. (a) no mês de junho e (b) no mês de dezembro.

Com a análise do resultados desta seção, constatou-se que os atratores reconstruídos a partir da série temporal do mês de junho, correspondente ao período seco, tem sua trajetória mais bem comportada quando comparado ao mês de dezembro, correspondente ao período de chuvoso. Demonstrando coerência com os padrões das respectivas séries temporais. observou-se também que o carater da sazonalidade emerge dos atratores reconstruídos independentemente de qual tempo de defasagem é aplicado.

Observou- se que o atrator reconstruído do período seco com tempo de defasagem de uma hora apresenta aparência de uma fenda bem fechada. A medida que aumenta o tempo de defasagem a figura da fenda vai se abrindo até o tempo de defasagem de quatro horas. Neste intervalo os atratores se assemelham ao mapa de Van der Pol forçada (figura 4.13), e representa a dinâmica da equação diferencial (4.1), para o gráfico da derivada dx/dt em função da própria variável x . De acordo com Gandur (2001) o mapa de Van der Pol forçada contém um comportamento quase periódico. Que se configura a partir da seguinte equação diferencial.

$$\ddot{x} + (x^2 - 1)\dot{x} + x = 0,5 \cos(1,1t) \quad (4.1)$$

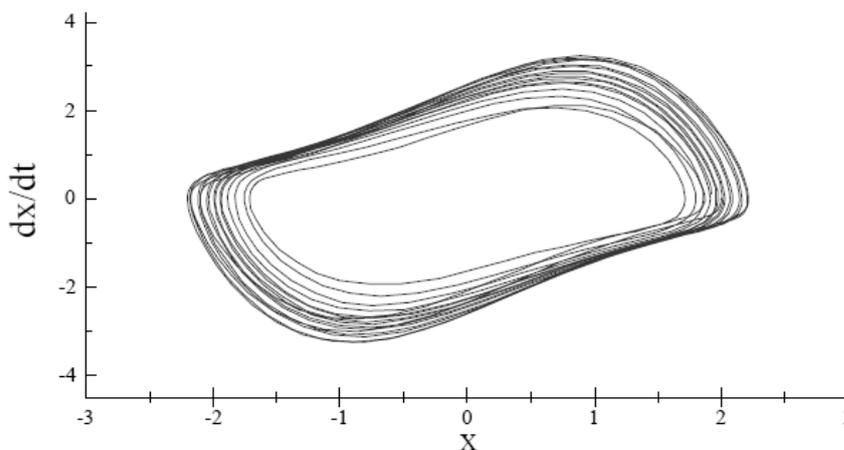


Figura 4.13: Mapa da dinâmica da equação de Van Der Pol forçada.

Com o tempo de defasagem de cinco horas as trajetórias dos atratores se aproximam da forma de um quadrado. Ao atingir o tempo de defasagem igual a seis horas o retrato de fases do atrator obtém a forma de um quadrado bem regular. E a partir do tempo de defasagem de sete horas um dos ângulos retos do quadrado começa a se arredondar tendendo o retrato do espaço de fases dos atratores reconstruídos a um triângulo retângulo.

Observa-se também que os retratos de fases dos atratores reconstruídos das séries temporais dos dados do período chuvoso, preservam a mesma característica do período seco, no entanto, as consequências do padrão irregular da série temporal original deixam o retrato do espaço de fases “borrado”. O termo borrado foi utilizado para descrever o fato de que nessas condições do período chuvoso, a região atrativa do espaço de fases ocupa um volume maior. O que não descaracteriza o atrator, só o torna mais robusto.

4.2 Efeitos da sazonalidade nos atratores reconstruídos

Nesta seção, a fim de observar os efeitos intra-anual da temperatura do ar na floresta em estudo, foram utilizados os dados das séries temporais de temperatura do ar de cada mês do ano para a construção dos atratores.

Embora a análise dos gráficos da seção anterior evidenciem uma dependência sazonal. Buscou-se investigar essa dependência sazonal mês a mês, considerando os dados disponíveis. O tempo de defasagem utilizado para a

reconstrução dos atratores foi a defasagem de cinco horas, corroborando assim, com a conclusão de (PALÚ, 2008).

Para ajudar na análise dos atratores reconstruídos as respectivas séries temporais dos dados de temperatura do ar foram dispostas abaixo de cada atrator.

Janeiro de 2000

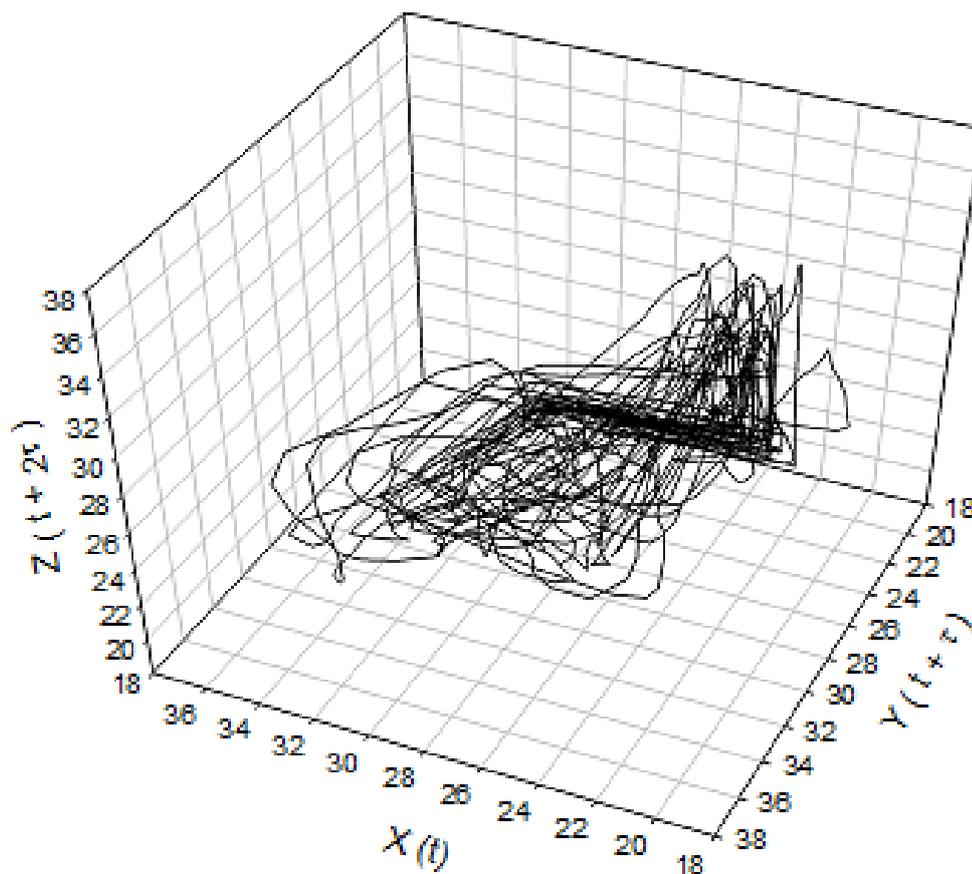


Figura 4.14: atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de janeiro de 2000.

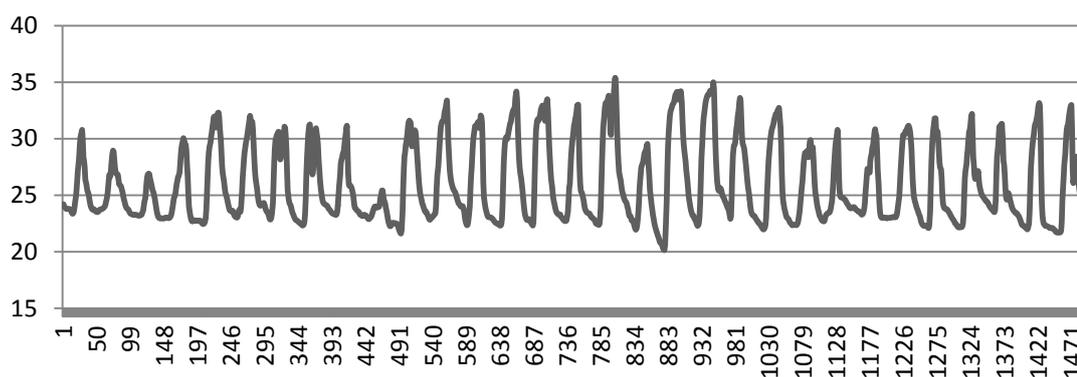


Figura 4.15: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de janeiro.

Fevereiro de 2000

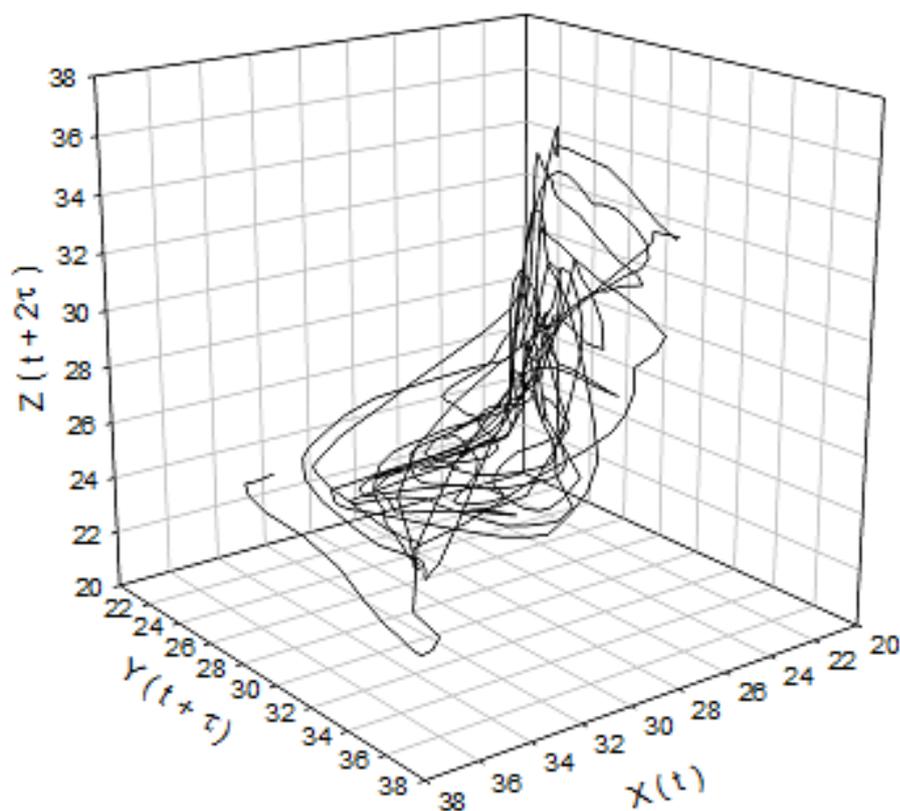


Figura 4.16: atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de fevereiro de 2000.

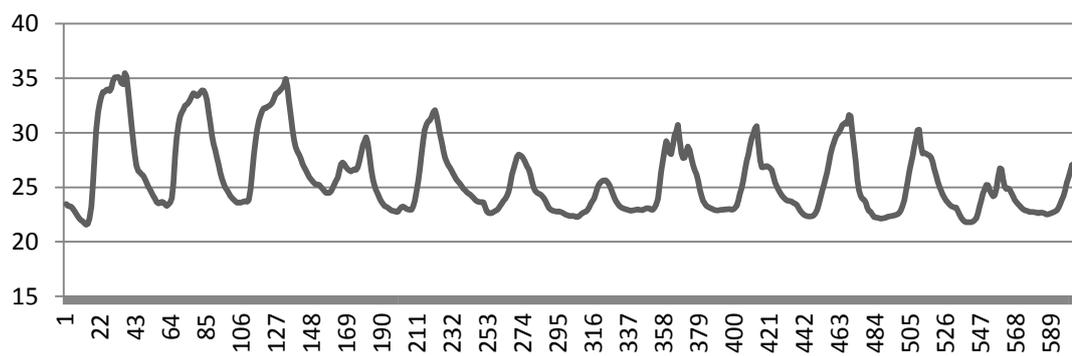


Figura 4.17: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de fevereiro.

Março de 2000

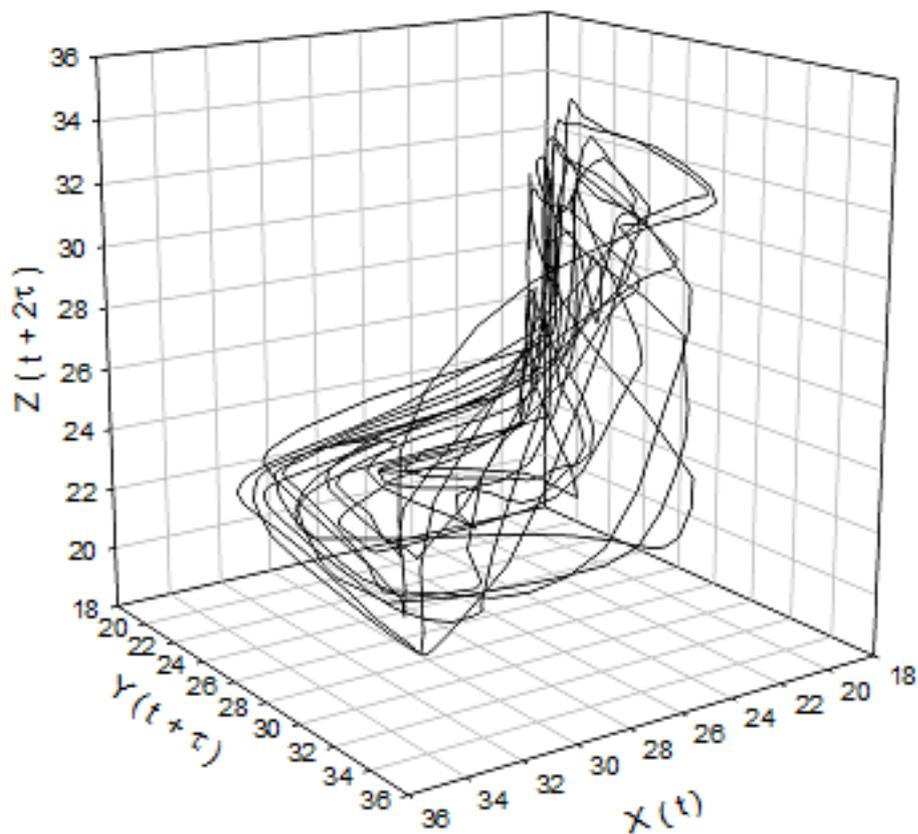


Figura 4.18: atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de março de 2000.

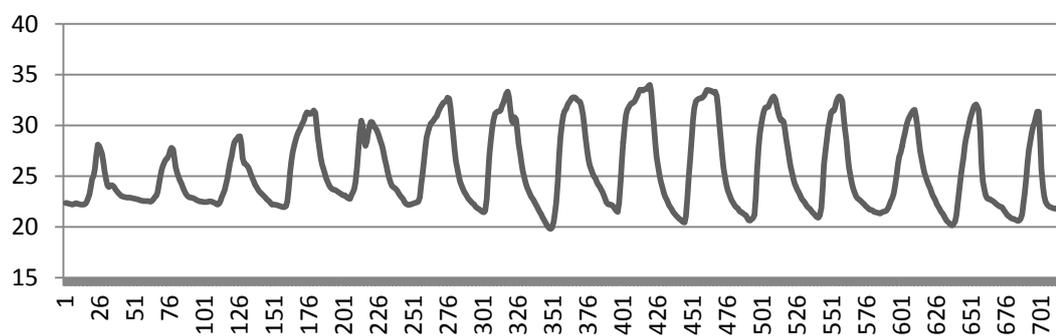


Figura 4.19: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de março.

Abril de 2000

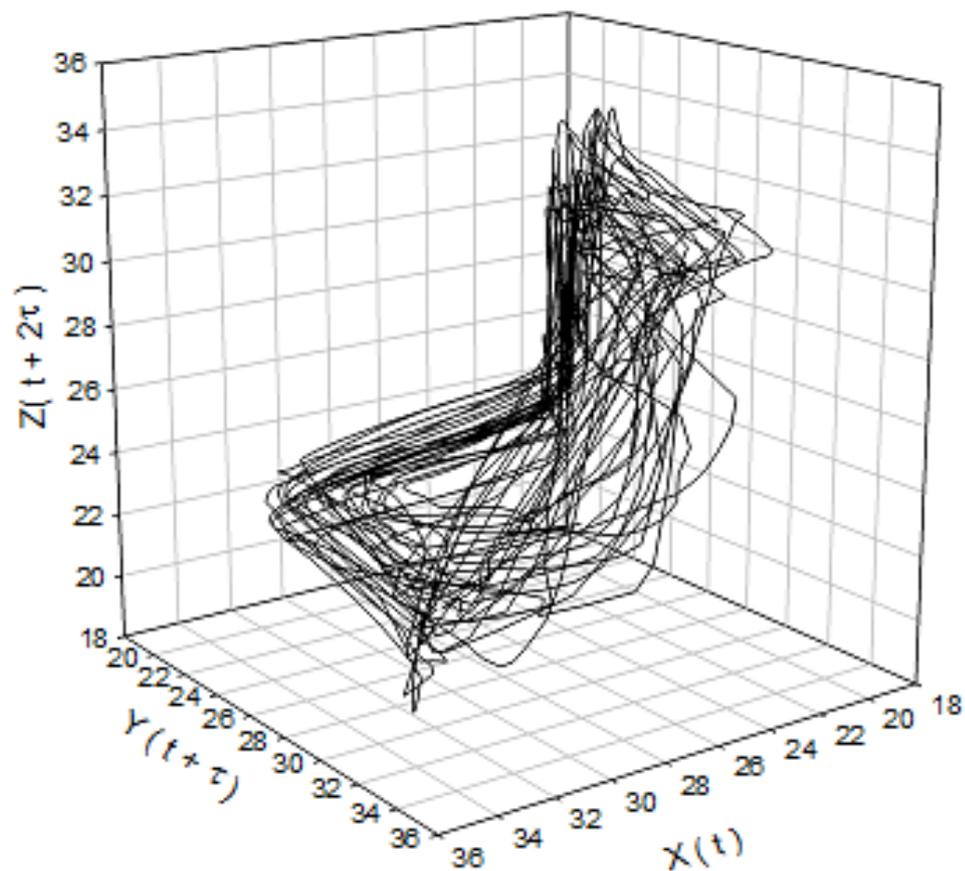


Figura 4.20: atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de abril de 2000.

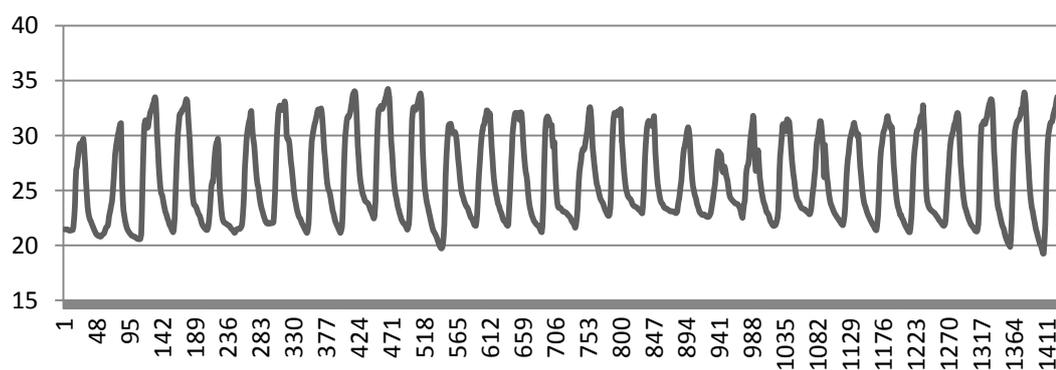


Figura 4.21: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de abril.

Maio de 2000

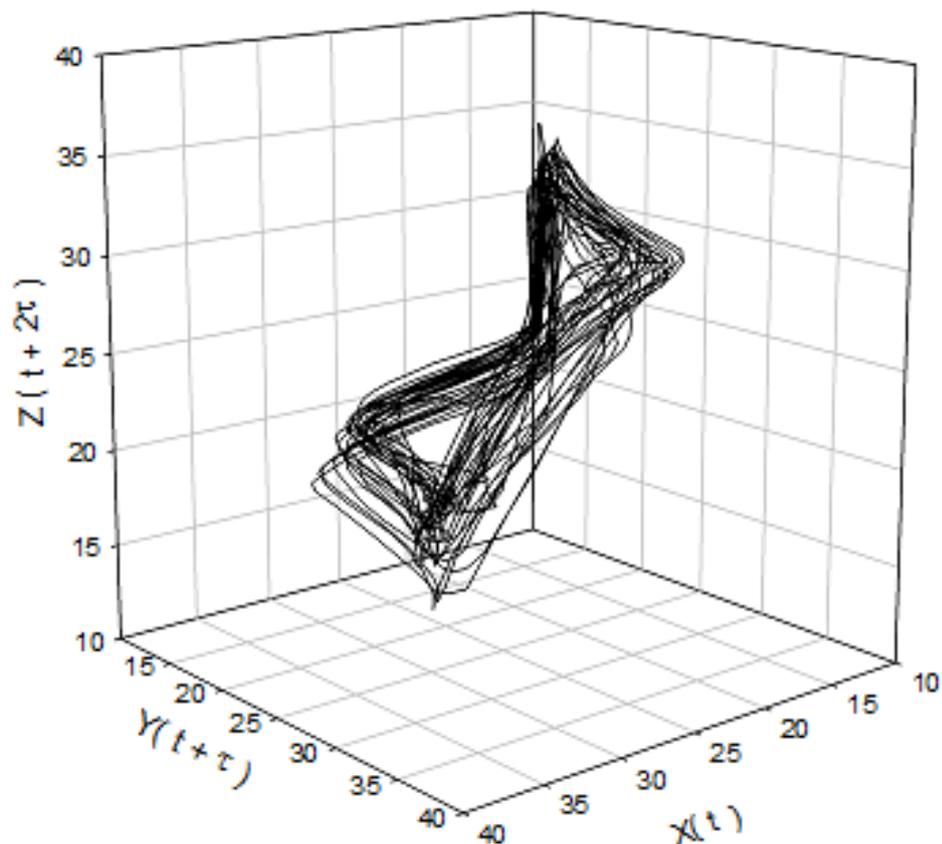


Figura 4.22: atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de maio de 2000.

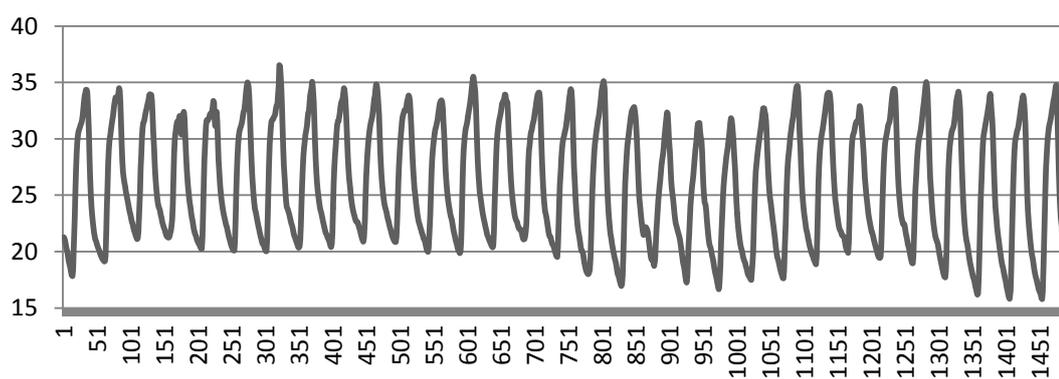


Figura 4.23: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de maio.

Junho de 2000

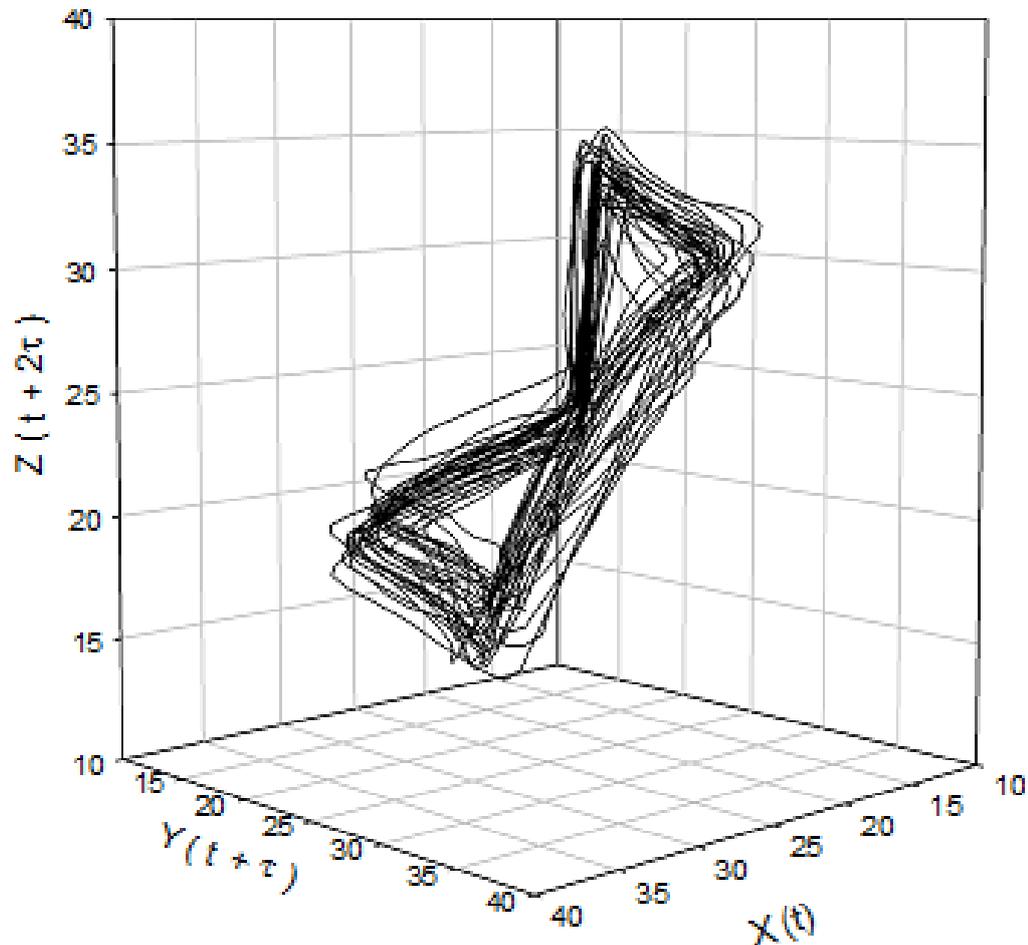


Figura 4.24: atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de junho de 2000.

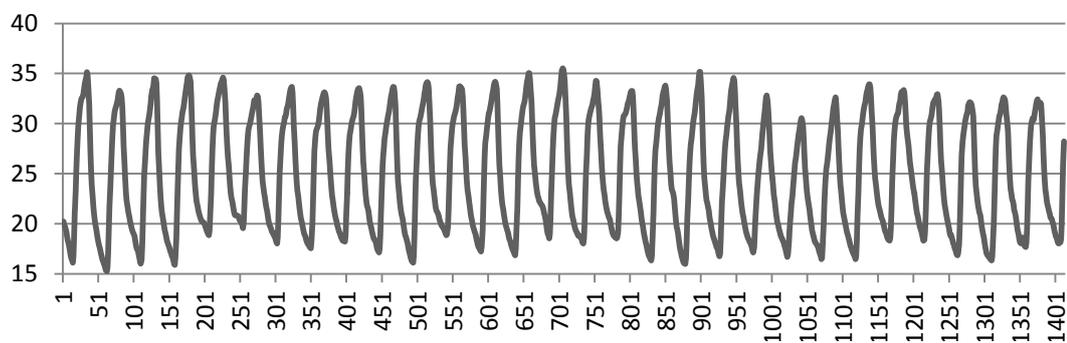


Figura 4.25: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de junho.

Julho de 2000

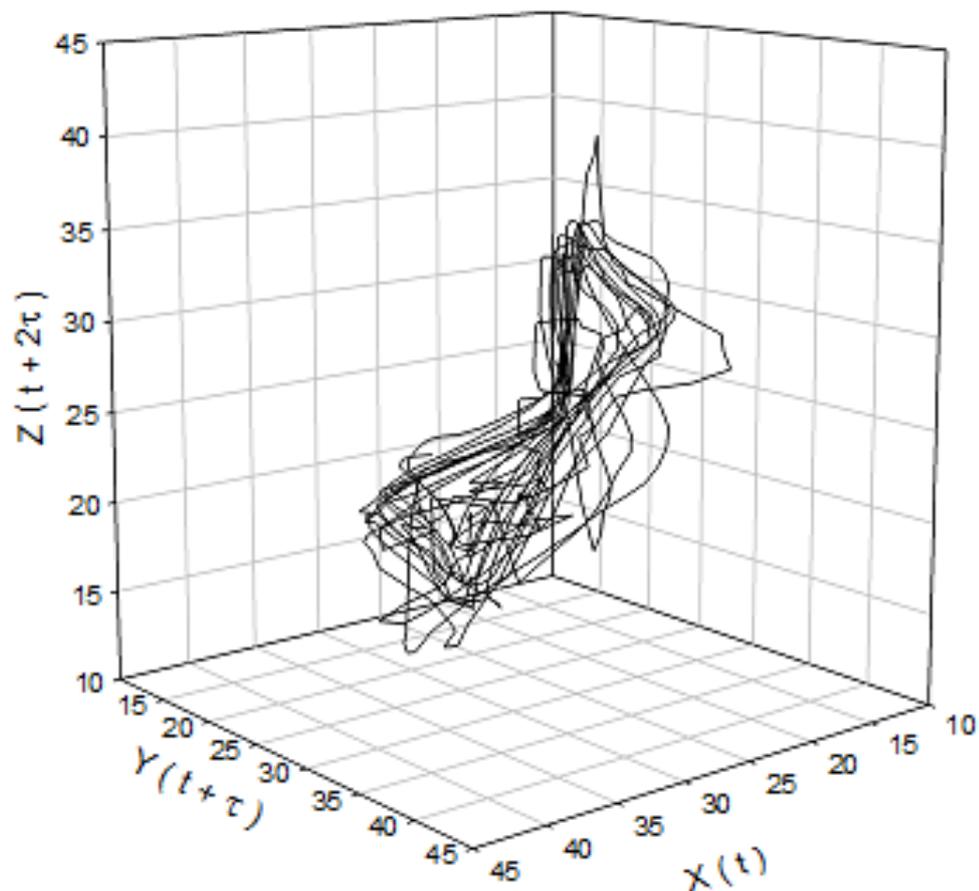


Figura 4.26: atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de julho de 2000.

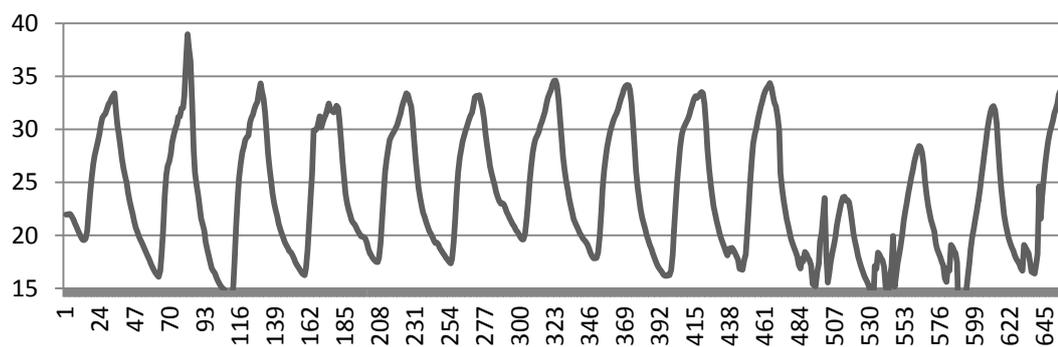


Figura 4.27: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de julho.

Agosto de 2000

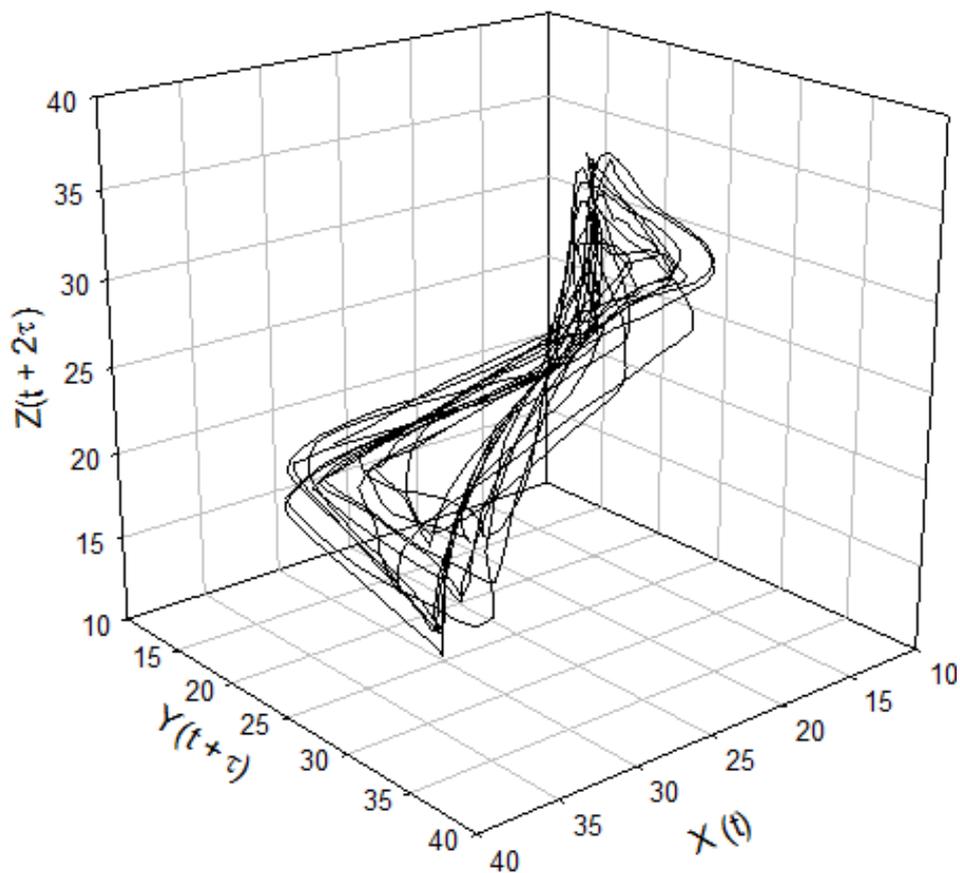


Figura 4.28: atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de agosto de 2000.

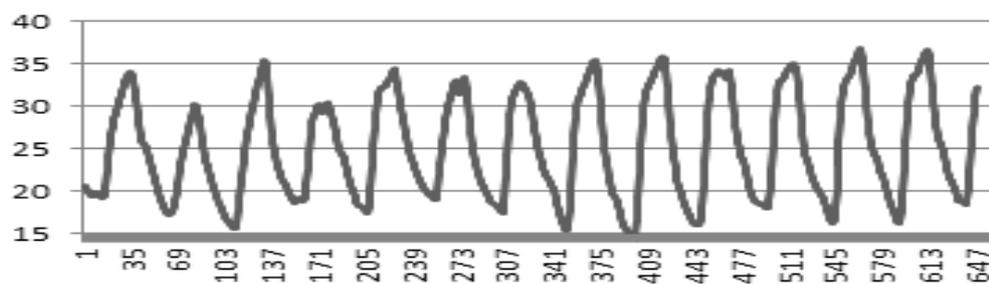


Figura 4.29: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de agosto.

Setembro de 2000

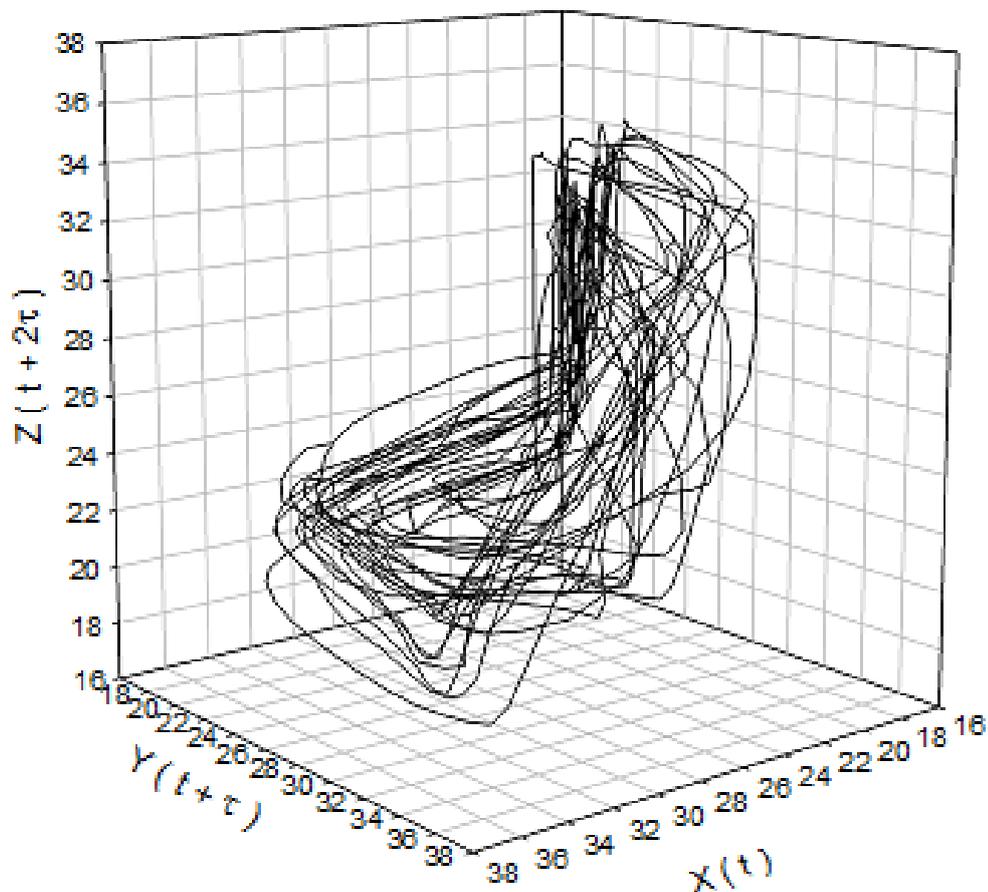


Figura 4.30: atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de setembro de 2000.

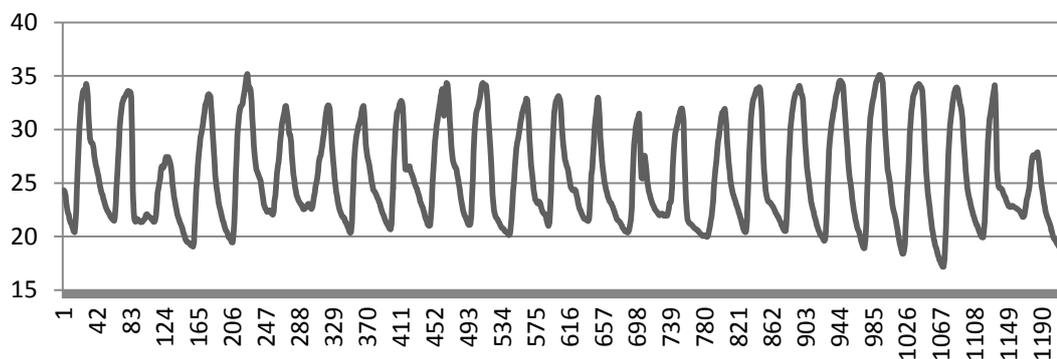


Figura 4.31: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de setembro.

Outubro de 2000

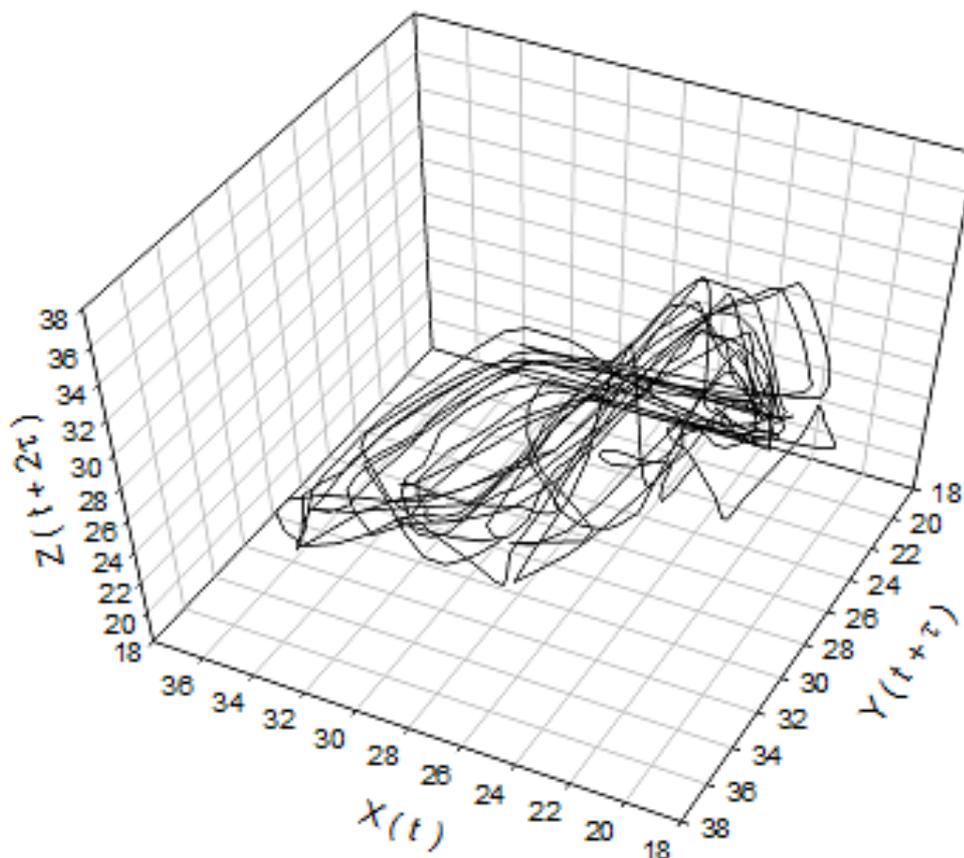


Figura 4.32: atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de outubro de 2000.

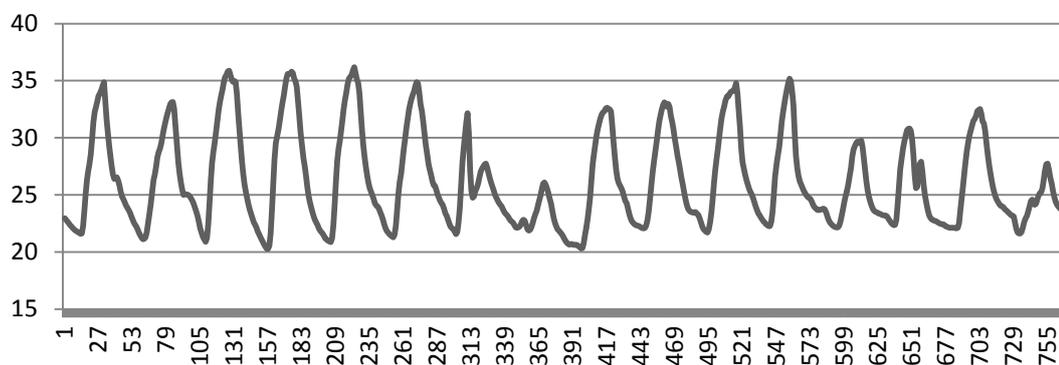


Figura 4.33: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de outubro.

Novembro de 2000

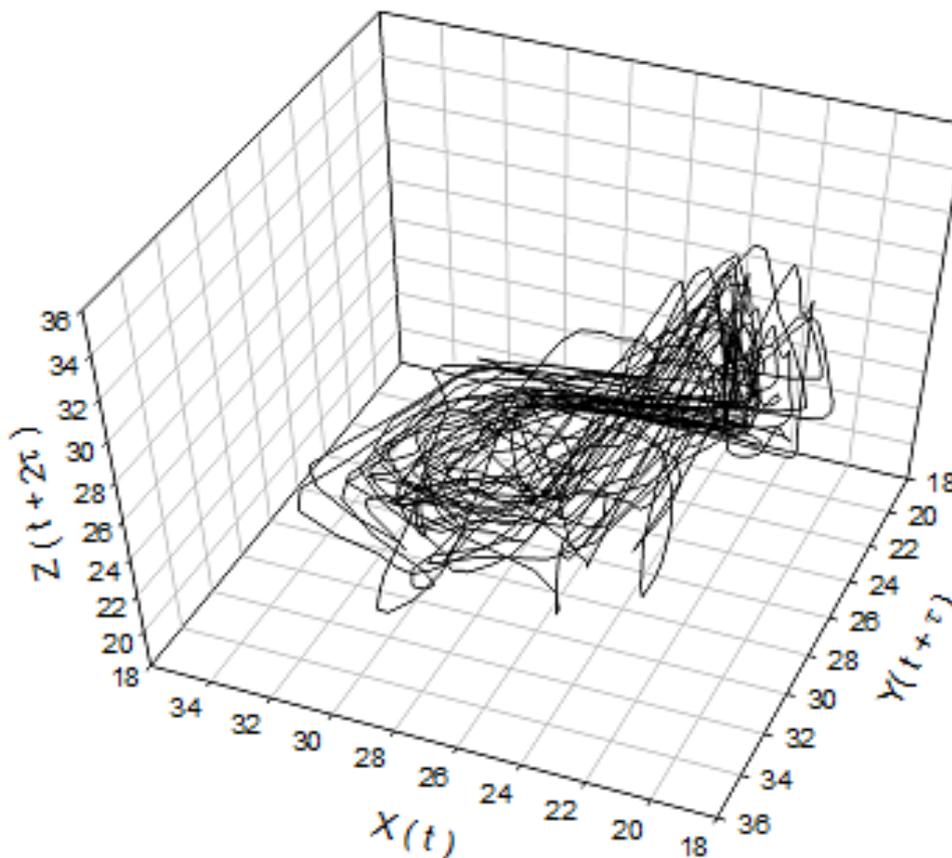


Figura 4.34: atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de novembro de 2000.

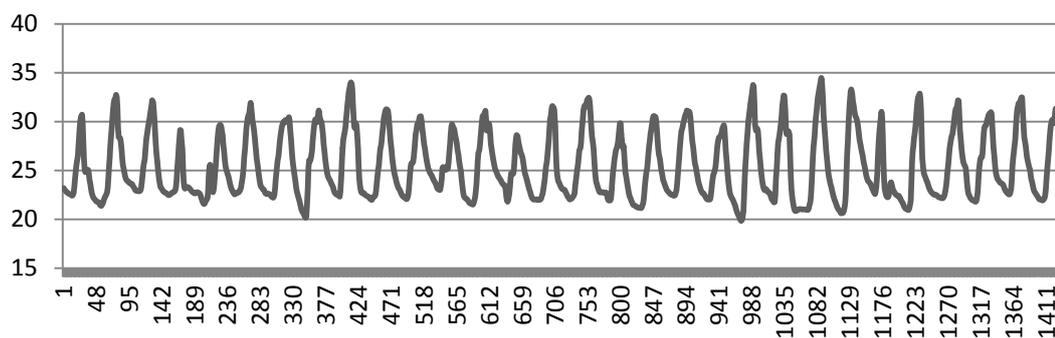


Figura 4.35: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de novembro.

Dezembro de 2000

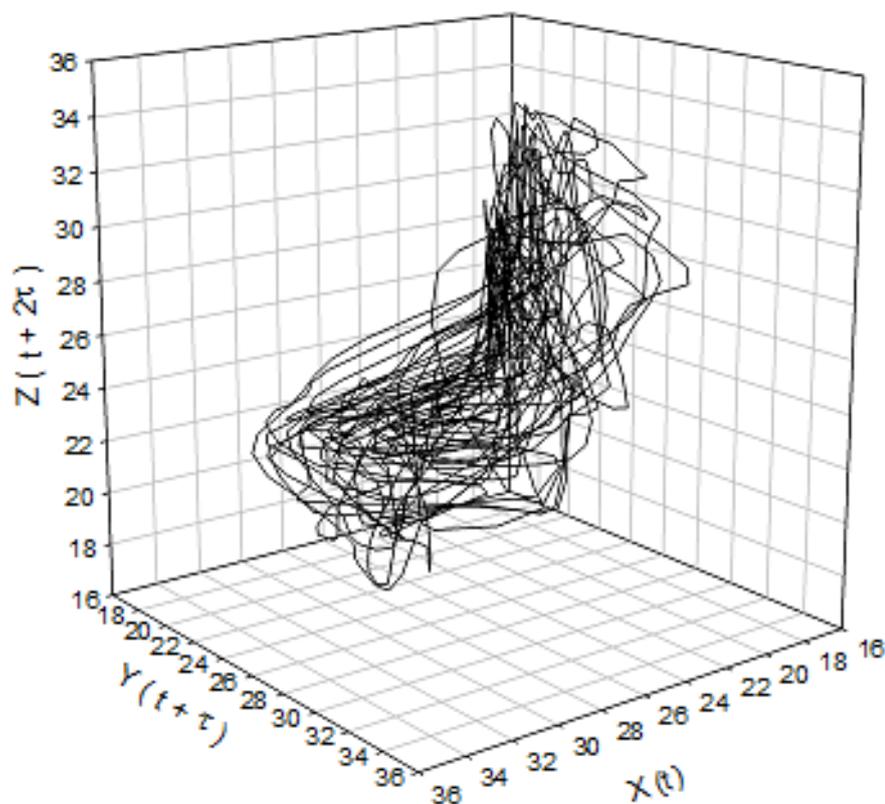


Figura 4.36: atrator reconstruído com tempo de defasagem de cinco horas, com os dados de temperatura do ar do mês de dezembro de 2000.

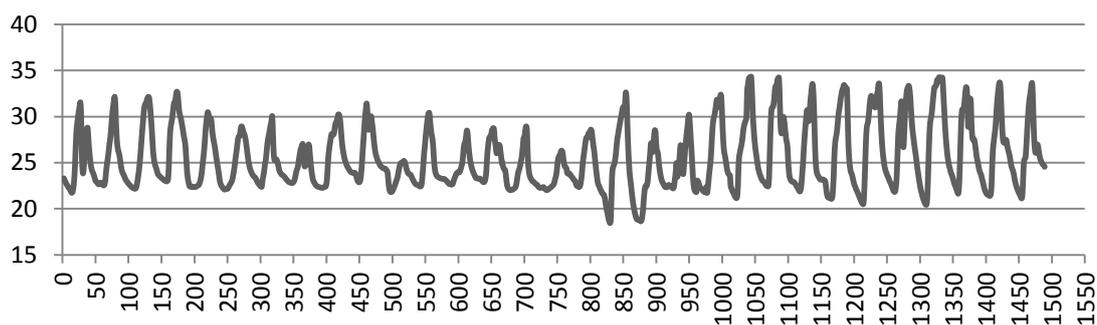


Figura 4.37: Série temporal dos dados de temperatura do ar do mês de dezembro

Observou-se na análise dos resultados desta seção que os retratos de fase dos atratores reconstruídos são sensíveis aos padrões das séries temporais. Os atratores reconstruídos apresentam uma trajetória bem comportada quando a série temporal que o determina tem um padrão cíclico bem marcante, como se observa no

nos gráficos referentes ao período de seca dos meses de abril a agosto, enquanto no período chuvoso dos meses de janeiro a março e de setembro a dezembro, quando os padrões das séries temporais de temperatura do ar são praticamente aleatórios, os retratos de fase dos atratores reconstruídos não apresentam uma forma bem definida. E, além disso, quando séries temporais apresentam temperaturas mais baixas indicando a presença de uma frente fria, como evidenciam os gráficos das séries temporais dos meses de abril e julho, os atratores reconstruídos apresentam retratos de fase com pontos da trajetória no centro. Esse fenômeno indica que nessas condições os pontos dos atratores fogem da região de atração e que a região central dos atratores reconstruídos possuem níveis mais baixo de energia.

Nota-se também que com o tempo de defasagem de cinco horas e dependendo do ângulo de observação, os retratos de fases apresentam trajetória com órbita homoclínica. Órbitas homoclínicas conectam os pontos de equilíbrio instáveis, separando o espaço de fase em regiões que contém movimentos qualitativamente diferentes (SAVI, 2002), independentemente do período do ano. No entanto nos meses que se referem ao período seco, estes laços estão mais bem definidos e apresentam um formato triangular.

4.3 Relação Entre Temperatura do Ar e o Saldo de Radiação

Esta seção é dedicada à análise da relação entre as variáveis temperatura do ar e saldo de radiação líquida. Para fazer esta análise, foi plotada a série temporal do saldo de radiação líquida com a série temporal da temperatura do ar. No entanto, para que as unidades das duas séries temporais fossem coerentes e tivessem a dimensão de energia por unidade de área (W/m^2), aplicou-se a lei de Stefan-Boltzmann à temperatura do ar.

Essa lei diz que a densidade de fluxo de energia emitida por qualquer corpo é proporcional a quarta potência de sua temperatura absoluta. A lei é expressa pela seguinte equação ($E = \epsilon \sigma T^4$), onde “E” é a densidade de fluxo de energia; “ ϵ ” é o poder emissivo do corpo (emissividade) e “ σ ” é a constante de Stefan-Boltzmann $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4$ ou $0,827 \cdot 10^{-10} \text{ cal/cm}^2 \text{ K}^4$.

Em seguida foram comparados os gráficos da temperatura embutida na lei de Stefan-Boltzmann “ σT^4 ” pelo saldo de radiação líquida “ R_n ” com os atratores reconstruídos a partir das séries temporais da variável temperatura do ar. Contudo o

índice de emissividade da do ar foi considerado igual a um, pois nos interessava apenas o comportamento da trajetória no espaço de fases e não seus valores absolutos.

Gráficos referentes ao mês de junho de 2000, caracterizando o período seco.

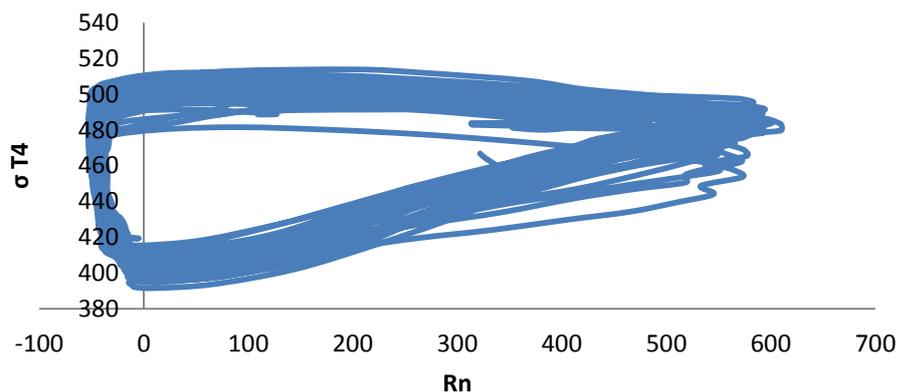


Figura 4.38: gráfico temperatura embutida no na lei de Stefan-Boltzmann “ σT^4 ” pelo saldo de radiação líquida “ R_n ”, do mês de junho de 2000.

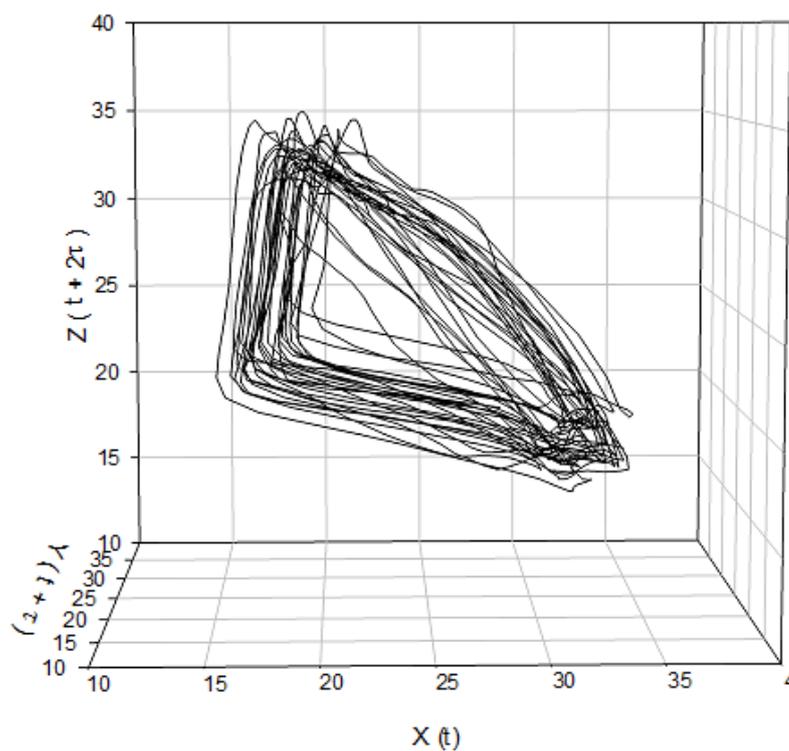


Figura 4.39: atrator reconstruído a partir da série temporal da variável temperatura do ar, referente ao mês de junho de 2000.

Gráficos referentes ao mês de junho de 2000, caracterizando o período seco.

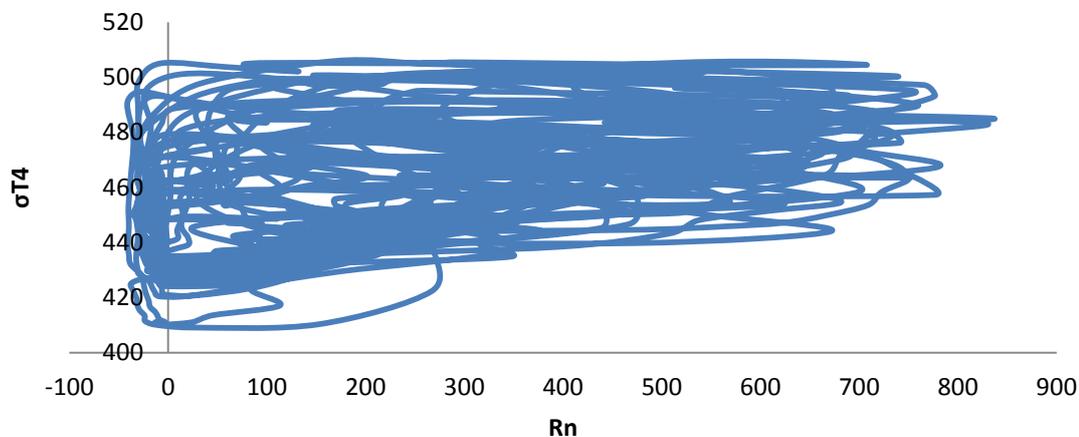


Figura 4.40: gráfico temperatura embutida no na lei de Stefan-Boltzmann “ σT^4 ” pelo saldo de radiação líquida “Rn”, do mês de dezembro de 2000.

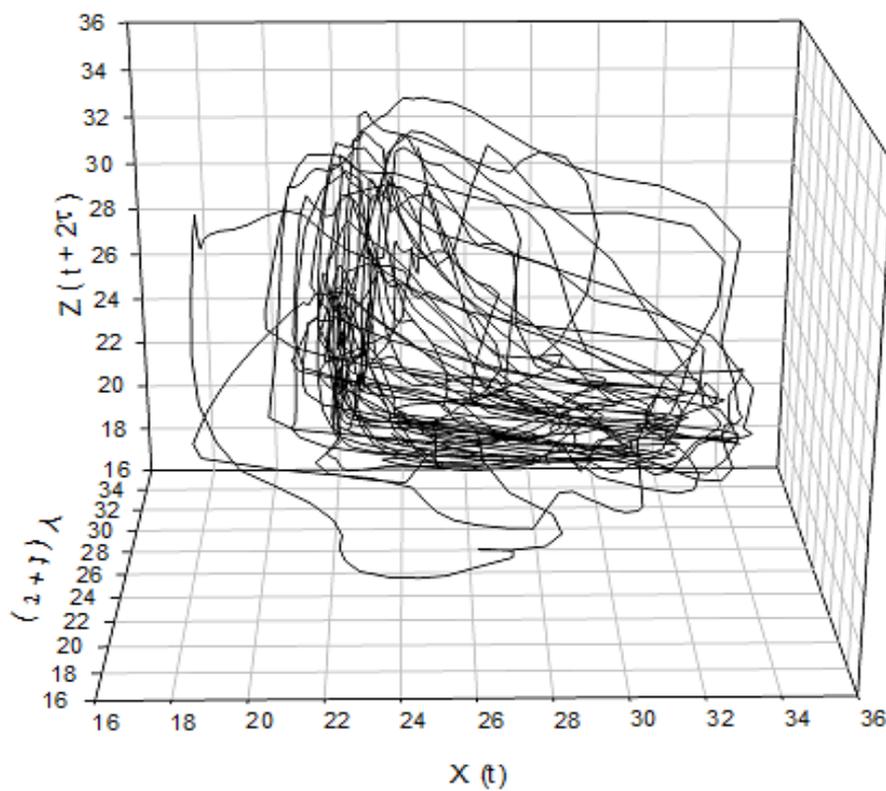


Figura 4.41: atrator reconstruído a partir da série temporal da variável temperatura do ar, referente ao mês de dezembro de 2000.

Analisando os resultados obtidos nesta seção, observou-se que nas trajetórias do espaço de fases dos gráficos de “ σT^4 ” pelo “Rn” há um padrão semelhante ao comportamento das curvas de histerese, pelo menos para o período de seca. O conceito de histerese está ligado a sistemas não-lineares onde o comportamento depende tanto do estado de solicitação atual quanto das condições iniciais.

Nota-se também que, apesar do retrato de fases dos gráficos de “ σT^4 ” pelo “Rn” serem em um plano, isto é, em duas dimensões, há uma semelhança com o retrato de fases do atrator reconstruído a partir da variável temperatura. O que indica que essas variáveis possivelmente são acopladas e fortemente correlacionadas.

4.4 Semelhanças dos Atratores Reconstruídos Encontrados com Atratores Teóricos.

Nesta seção foi feita uma busca na literatura em busca dos atratores de modelos teóricos que mais se assemelhassem aos atratores reconstruídos obtidos. Com intuito de comparar modelos teóricos já existentes e consolidados com os atratores reconstruídos, obtidos a partir de séries temporais dos dados experimentais micrometeorológicos da fazenda em Sinop e observar qual possível caminho a se seguir para modelagem da temperatura do ar em uma floresta de transição Amazônia-cerrado.

Realizada a busca na literatura a procura de modelos de atratores teóricos que se assemelhassem aos atratores reconstruídos encontrados neste estudo, chegou-se à conclusão que os atratores de Lorenz têm perfil parecido.

Os atratores reconstruídos originados a partir de séries temporais dos dados do período seco apresentam uma forma bem parecida com o atrator de Lorenz simulado em computador, através das três equações do modelo de Lorenz.

4.4.1 Modelo de Lorenz

Com o objetivo de estudar fenômenos atmosféricos, Lorenz (1963) utilizou uma versão simplificada do modelo de *Rayleigh-Bernard* para convecção natural (SAVI, 2002). O problema se constitui por duas placas, separadas por um fluido, sendo que a placa inferior é progressivamente aquecida enquanto a placa superior é mantida a uma temperatura constante. De início a transmissão de calor

ocorre apenas através da condução térmica, sem transporte de matéria, à medida que a diferença de temperatura aumenta começa a surgir um movimento de convecção, com o fluido se movimentando de forma ascendente, pelo gradiente de temperatura, enquanto o efeito da gravidade induz o fluido a se movimentar de forma descendente (MOREIRA, 1992). A interação entre estes dois fatores geram as células de convecção de Rayleigh-Bérnard. Aumentando ainda mais a diferença de temperatura entre as placas o movimento do fluido se torna turbulento. Para descrever este fenômeno é necessário considerar as equações de Navier-Stokes, da continuidade e da condução de calor (SCHUSTER, 1989). A simplificação proposta por Lorenz está apresentada a seguir,

$$\begin{cases} \dot{x} = \alpha(y - x) \\ \dot{y} = \beta x - y - xz \\ \dot{z} = \gamma z - xy \end{cases} \quad (4.1)$$

onde x é proporcional à velocidade de circulação do fluido, y caracteriza a diferença de temperatura entre elementos de fluidos ascendentes e descendentes e z é proporcional aos desvios da temperatura vertical desde o valor de equilíbrio. α é um parâmetro associado ao número de Prandtl que relaciona viscosidade e condutividade térmica, β está relacionado com o gradiente de temperatura e γ é um fator geométrico (LORENZ, 1963).

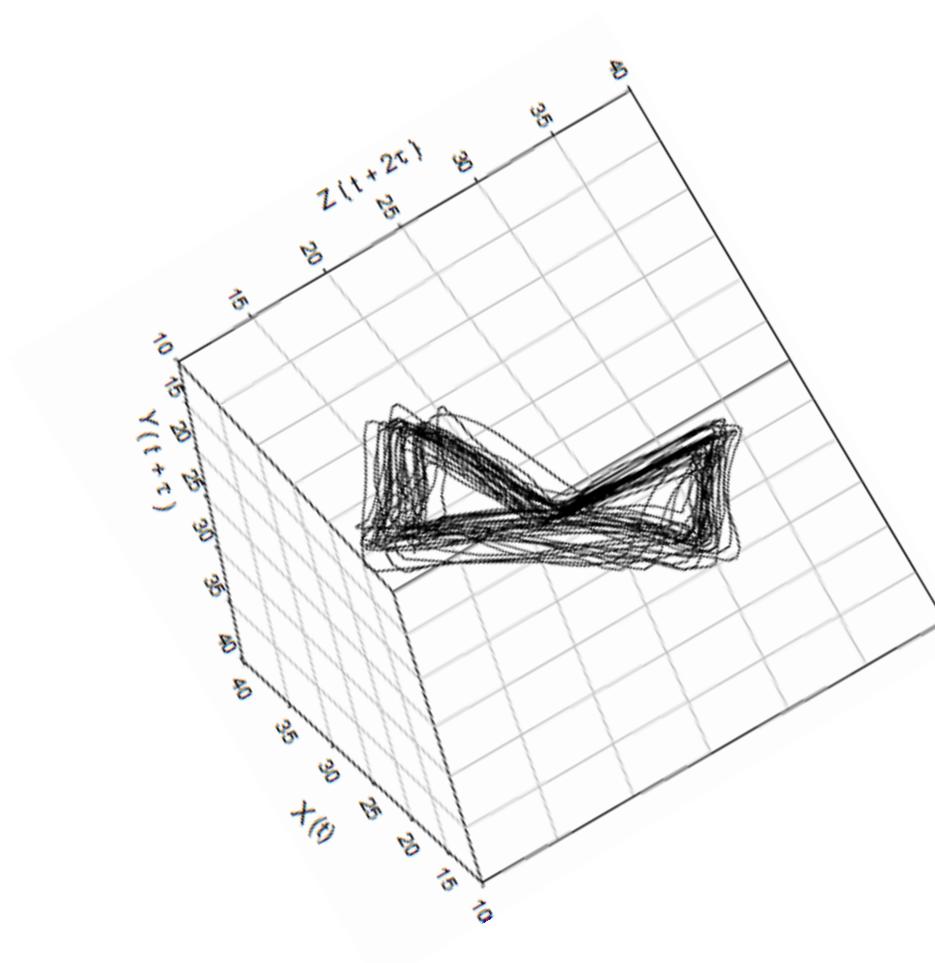


Figura 4.42: atrator reconstruído a partir da série temporal da temperatura do ar, com tempo de defasagem de cinco horas do mês de junho de 2000.



Figura 4.43: atrator teórico de Lorenz simulado em computador.

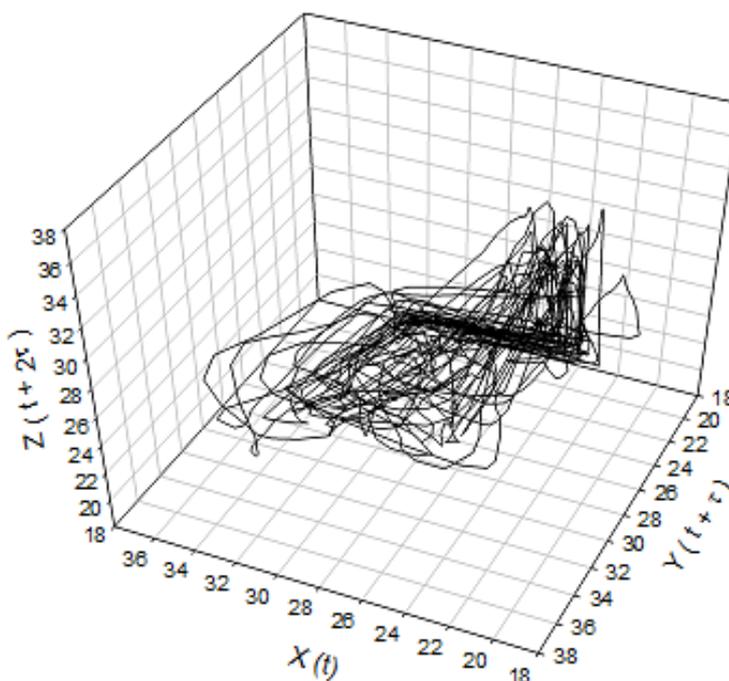


Figura 4.44: atrator reconstruído a partir da série temporal da temperatura do ar, com tempo de defasagem de cinco horas do mês de janeiro de 2000.

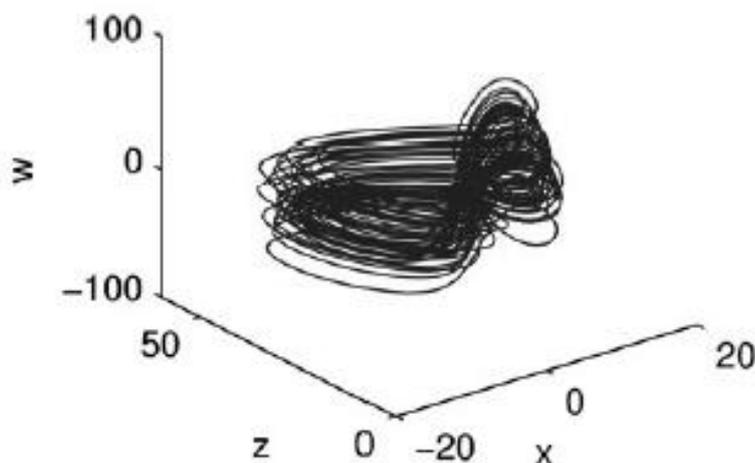


Figura 4.45: Atrator teórico de Lorenz simulado em computador com seus controles de parâmetros alterados.

Os atratores reconstruídos originados a partir de séries temporais dos dados do período chuvoso apresentam uma forma semelhante com um atrator encontrado no trabalho de (YANG et al., 2009). O atrator da figura 4.45 é um atrator originado da simulação do modelo de Lorenz em um hiper-espaço com quatro dimensões, isto é, o atrator é gerado por um conjunto de quatro equações.

No trabalho de Yang *et al.* (2009) mostrou que um sistema simples tem capacidade de gerar sistemas de complexos que possuem atratores caóticos e hipercaóticos quadridimensional, através de algumas entradas de controle simples.

Um sistema quadridimensional hipercaótico foi construído a partir da abordagem caotificação, nomeadamente, pela adição ao sistema de Lorenz generalizada (eq. 4.2) de um controlador de realimentação não linear ou um controlador de parâmetro de perturbação senoidal, geram atratores considerados como atratores hipercaóticos.

$$\begin{cases} \dot{x} = 10(x + y) \\ \dot{y} = 28x - y - xz \\ \dot{z} = -\frac{8}{3}z + xy \end{cases} \quad (4.2)$$

A fim de obter um sistema hipercaótico, tem que se respeitarem duas condições importantes (ROSSLER, 1979 apud YANG et al., 2008).

- I. A dimensão mínima do espaço de fase que incorpora um atrator hipercaótico deve ser de pelo menos quatro, que exige o número mínimo de quatro equações diferenciais ordinárias autônomas de primeira ordem;
- II. O número de termos nas equações acopladas dando origem a instabilidade deve ser de pelo menos dois, dos quais pelo menos um deve ser não-linear.

Com a introdução de um controlador de realimentação não-linear para a segunda equação do sistema, o seguinte sistema hipercaótico é obtido:

$$\begin{cases} \dot{x} = 10(x + y) \\ \dot{y} = 28x - y - xz + w \\ \dot{z} = -\frac{8}{3}z + xy \\ \dot{w} = k_1x + k_2y \end{cases} \quad (4.3)$$

onde k_1 e k_2 são dois parâmetros constantes, que determinam o comportamento caótico ou hipercaótico e as bifurcações do sistema. Assim, o controlador w faz com que o sistema (eq. 4.2) se torne um sistema quadridimensional hipercaótico (eq. 4.3). E para construção do atrator hipercaótico da figura 4.45 os valores de k_1 e k_2 são (-9.3, 1).

5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

O método de construção de atratores a partir da série temporal da variável temperatura do ar, da floresta de transição Amazônia-cerrado em Sinop, se mostrou uma ferramenta de análise eficiente no estudo da dinâmica das variáveis do ecossistema em estudo. Visto como emergiu dos atratores reconstruídos a dependência sazonal das variáveis na dinâmica do sistema, uma vez que pelo método de Takens é possível reconstruir, por completo, as informações de um sistema com a série temporal de apenas uma única variável, por conta do acoplamento entre as variáveis do sistema.

Avaliou-se positivamente que o modelo de Lorenz, - que demonstra de uma forma simplificada o processo da convecção natural atmosférica, por meio de apenas três equações diferenciais não-lineares -, possivelmente poderá ser usado como recurso para modelar, de forma simplificada, o comportamento do ecossistema em estudo. Já que os atratores reconstruídos com os dados experimentais obtiveram forma parecida com os atratores teóricos de Lorenz.

Os resultados indicaram que existe a possibilidade de que com um conjunto de equações diferenciais não-lineares e apenas três variáveis independentes possa se descrever a dinâmica do ecossistema em estudo, em condições de período seco, uma vez que nessas condições os atratores reconstruídos apresentam órbitas bem definidas na região de atração do espaço de fases, assim como o modelo de clássico Lorenz. Porém em algumas circunstâncias não é possível descrever com apenas três variáveis, uma vez que quando há interferência de variáveis externas ao ecossistema como, por exemplo, as frentes frias, há influências claramente observadas nos retratos de fases dos atratores reconstruídos, fazendo com que alguns pontos se desloquem da região de atração do espaço de fases.

Contudo em período chuvoso os retratos de fase dos atratores reconstruídos indicam que a quantidade de variáveis para descrever o ecossistema é superior a três. Pois a região de atração do espaço de fases se torna tão grande que preenchem uma região maior do atrator.

Deste modo concluiu-se que foi alcançado o objetivo que se propôs essa pesquisa, indicando um, possível, caminho a se seguir para uma futura modelagem da dinâmica do ecossistema dessa região, tão importante para o clima regional e global.

5.1 sugestões para trabalhos futuros

A partir dos resultados obtidos por essa pesquisa, evidenciando um possível modelo para descrever a dinâmica, de forma simplificada, da floresta de transição Amazônia-cerrado em Sinop, por um conjunto de equações diferenciais não-lineares com aproximadamente três variáveis independentes. Sugere-se que em outra pesquisa identifique essas variáveis mais fortemente correlacionadas.

6 REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICAS

6.1 Citadas

ABARBANEL, H. D. I; BROW, R.; SIDOROWICH, J. J.; TSIMRING, L. S. **The Analysis of Observed Chaotic Data in Physical Systems**. Review of Modern Physics. Vol. 65, n. 4, p.1331-1392. 1993

BERTALANFFY, L. V. **Teoria geral dos sistemas**. Petrópolis: Vozes, 1968.

CAMARGO, L. H. R. **A ruptura do meio ambiente: Conhecendo as mudanças ambientais do planeta através da uma nova percepção da ciência: a geografia da complexidade**. 1. ed. Rio de Janeiro: Bertrand Brasil, 2005. 240p.

CAMPANHARO, A. L. S. de O. **ANÁLISE DE SINAIS TURBULENTOS NA COPA DA FLORESTA AMAZÔNICA: EM BUSCA DE COMPORTAMENTO CAÓTICO E ESTRUTURAS COERENTES**. São José dos Campos, 2006. 122p. Dissertação (Mestrado) – Computação Aplicada, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais.

CAMPANHARO, A.S.L.O.; RAMOS, F.M.; MACAU, E.E.N.; ROSA, R.R.; BOLZAN, M.J.A.; SÁ, L.D.A. **Searching chaos and coherent structures in the atmospheric turbulence above the Amazon forest**. Phil. Trans. R. Soc. A, Vol. 366, p. 579-589, 2007.

CAPISTRANO, V. B. **Análise de Séries Temporais de Variáveis Microclimatológicas Medidas em Sinop-MT Utilizando a Teoria da Complexidade**. Cuiabá, 2007. 62p. Dissertação (Mestrado) – Física Ambiental, Universidade Federal de Mato Grosso.

CAPRA, F. **A teia da vida: uma nova compreensão científica dos sistemas vivos**. 6.ed. São Paulo: Cultrix, 1997. p.256. (tradução: Newton Roberval Eicheberg)

CAPRA, F. **O ponto de mutação: A ciência, a sociedade e a cultura emergente.** São Paulo: Cultrix, 1982. p.447. (tradução: Álvaro Cabral)

CHRISTOFOLETTI, A. **A geomorfologia.** 1. ed. São Paulo: Edgard Blücher, 1980.

CHRISTOFOLETTI, A. **Modelagem de sistemas ambientais.** 1. ed. São Paulo: Edgard Blücher, 1999. 236p.

ECKMANN, J. P. & RUELLE, D. **Ergodic Theory of Chaos and Strange Attractors.** USA, Review of Modern Physics, Vol. 57, n. 3, p. 617-656. 1985.

EHLERS, R.S. **Análise de Séries Temporais.** Curitiba, 2005. 90p. Departamento de Estatística. Universidade Federal do Paraná. Disponível em <http://leg.est.ufpr.br/~ehlers/notas>. Acesso em: 21 março. 2010.

FRAEDRICH, K. Estimating the dimensions of weather and climatic attractors. **Journal of Atmospheric Science**, v.43, p. 419 – 432, 1986

FRAEDRICH, K.; LESLIE, L. M. Estimates of Cyclone Track Predictability. **Quarterly Journal the Royal Meteorological Society**, v. 155, p. 79 – 92, 1989.

GANDUR, M. C. **Comportamento Dinâmico Complexo em Despelamento de Fitas Adesivas.** Campinas, 2001. 113p. Tese (Doutorado) – Instituto de Química, Universidade Estadual de Campinas.

GLEICK, J. **Caos: A criação de uma nova ciência.** 3.ed. Rio de Janeiro: Campus, 1990. 310p.

GOMES, A. G & VARRIALE, M. C. **modelagem de ecossistemas: uma introdução.** 2. ed. Santa Maria: UFSM, 2004. 503p.

GÖBER, M.; HERZEL, H.; GRAF, H. Dimension Analysis of el Niño/southern oscillation time series. **Annales Geophysica**, v. 10, p. 729 – 734, 1992.

HILBORN, R. C. **Chaos and Nonlinear Dynamics**. An Introduction for Scientists and Engineers. ed.2. New York: Oxford University Press, 1994. 650p.

LORENZ, E. **the essence of chaos**. USA/Seattle: University of Washington Press, 1993. 227p.

LORENZ, E. **Deterministic nonperiodic flow**. Journal of the Atmospheric Sciences, Vol. 20. p. 130-141. 1963.

MELLO, G. J. **Análise de Séries Temporais de Variáveis Micrometeorológicas Medidas em Floresta de Cambarazal no Pantanal Matogrossense Utilizando a Teoria da Complexidade**. Cuiabá, 2010. 90p. Dissertação (Mestrado) – Programa de Pós-Graduação em Física Ambiental – Instituto de Física. Universidade Federal de Mato Grosso.

MENDES, R. V. **Medidas de Complexidade e Auto-Organização**, Universidade Técnica de Lisboa, pg. 3 – 14, 1998.

MIRANDA, E. J; PRIANTE FILHO, N.; PRIANTE FILHO, P. C.; CAMPELO JÚNIOR, J. H.; SULI, G. I.; FRITZEN, C. L.; NOGUEIRA, J. de S.; VOURLITIS, G. L.. Maximum leaf photosynthetic lights response for three species in a transitional tropical Forest in Southern Amozonia. **Revista Bras. de Engenharia Agrícola e Ambiental**, Vol. 8, nº 1, p. 164-167. 2004.

MONTEIRO, L. H. A. **Sistemas Dinâmicos**. 2.ed. São Paulo, editora Livraria da Física, 2002. 626p.

MORETTIN, P. A. e TOLOI, C. M. C. **Análise de Séries Temporais**. 2.ed. São Paulo, Egard Bluncher, 2006. 538p.

MOREIRA, I. de C. Sistemas Caóticos em Física – Uma Introdução. **Revista Brasileira de Ensino de Física**. Vol. 15, p. 1-19. 1993.

NICOLIS, G. e PRIGOGINE, I. **Exploring Complexity** – An Introduction. 5ª edição. New York, U.S.A.: W. H. Freeman and Company, 1998. 312p.

NICOLIS, C. e NICOLIS, G. Is there a climatic attractor? **Nature** 311, 529–532. 1984.

NUSSENZVEIG, H. M. **Complexidade e caos**. ed.2. Rio de Janeiro: editora UFRJ, 2003. 276p.

OLIVEIRA, E. L. de. **Análise da dinâmica de um pêndulo elástico com excitação vertical no suporte**. São José do Rio Preto, 2006. 68p. Dissertação (Mestrado) – Matemática Aplicada, Universidade Estadual Paulista.

PAIVA NETO, A. **Visualização Robusta de Atratores Estranhos**. Rio de Janeiro, 2004. 45p. Dissertação (Mestrado) – Instituto Nacional de Matemática Pura e Aplicada.

PALÚ, A. E. R. **Determinação do Tempo de Defasagem Mais Adequado Para Análise de Séries Temporais de Variáveis Microclimatológicas Medidas Numa Floresta de Transição no Norte de Mato Grosso**. Cuiabá, 2008. 48p. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física – Universidade Federal de Mato Grosso.

PINTO, R. M. A. **Análise de Séries Temporais Através de Representações do Espaço de Fases**. Porto (PORTUGAL), 2009. 75p. Dissertação (Mestrado) - Mestrado Integrado em Engenharia Electrotécnica e de Computadores. Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto.

PRIANTE FILHO, N.; HAYASHI, M. M. S., NOGUEIRA, J. S. de; CAMPELO JR, J. H., NUNES, P. C.; SANCHES, L.; COUTO, E. G.; HOEGER, W.; RAITER, F.; TRIENWEILER, J. L.; MIRANDA, E. J.; PRIANTE, P. C.; PEREIRA, L. C.; BIUDES, M. S.; FRITZEN, C. L.; LACERDA, M.; SULI, G. S.; SHIRAIWA, S.; 113 SILVEIRA, M.; VOURLITIS, G. L. **Comparison of the mass and energy**

Exchange of a pasture and a mature transitional tropical forest of the southern Amazon basin during the wet-dry season transition. *Global Change Biology*, Urbana – IL – USA, Vol. 10, p. 863-876. 2004.

ROSSLER, O. E. **An equation for continuous chaos.** *Physics Letters*, Vol. 57A, n. 5, p. 397-398, 1976.

RUELLE, D. **Change and chaos.** 10. ed. United States of American: Princeton University Press. 1991. 195p.

RUELLE, D. **Chaotic evolution and strange attractors: the statistical analysis of time series for deterministic nonlinear systems.** United Kingdom: Cambridge University Press, 2003. 96p.

SAVI, M.A. **Caos e Complexidade: O Filme da Vida.** Almanaque Reflexivo: “Uma Visão Cognitiva de Mundo a Partir do que Sabemos Sobre Neurônios e Linfócitos”. Editora Fiocruz, 2007.

SAVI, M. A. **Caos em Sistemas Mecânicos.** Série Arquimedes – Volume 1, p.1-27, 2002. Ed. J.M. Balthazar, M. Boaventura, G.N. Silva, M. Tsuchida. SBMAC – Sociedade Brasileira de Matemática Aplicada e Computacional.

STEWART, I. **Será que Deus joga dados?:** A nova matemática do caos. Rio de Janeiro: Jorge Zahar, 1991. P. 336. Coleção ciência e cultura.

TAKENS, F. **Detecting strange attractors in turbulence.** In *Dynamical systems and turbulence* (eds D. A. Rand & L. S. Young). *Lecture notes in mathematics*, no. 898, pp. 366–381. Berlin, Germany: Springer. 1981.

VOURLITIS, G. L.; PRIANTE FILHO, N.; HAYASHI, M. M.; NOGUEIRA, J. S. de; CASEIRO, F.; CAMPELO JR., J. H. **Seasonal variations in evapotranspiration of a transitional tropical Forest of Mato Grosso, Brazil.** *Water Resources Research*, Vol. 38, nº 6, p. 30-1 - 30-11. 2002.

VOURLITIS, G. L. L.; PRIANTE FILHO, N.; HAYASHI, M. M. S.; NOGUEIRA, J. de S.; CASEIRO, F. T.; e CAMPELO JR, J. H. **Seasonal variations in the net ecosystem CO₂ exchange of a mature Amazonian tropical transitional forest (cerradão)**. Functional Ecology Vol. 15, p. 388-395. 2001.

YANG, Q.; ZHANG, K.; CHEN, G. **Hyperchaotic attractors from a linearly controlled Lorenz system**. Nonlinear Analysis: Real World Applications, V. 10, June 2009, p. 1601-1617, ISSN 1468-1218.

6.2 Consultadas

BRASIL. SEMA/MT - Secretaria de Estado de Meio Ambiente de Mato Grosso; ICMBio - Instituto Chico Mendes de Conservação da Biodiversidade; WWF-Brasil. **Efetividade de gestão das unidades de conservação no Estado de Mato Grosso**. Brasília: WWF-Brasil, 2009. 70 p.

GALLON, M. M. P. **Um estudo sobre a dinâmica de sistemas complexos a partir de séries temporais de dados microclimatológicos para uma floresta de Transição no Noroeste de Mato Grosso**. Cuiabá, 2005. 115p. Dissertação (Mestrado) - Física e Meio Ambiente, Universidade Federal de Mato Grosso.

LEFF, E. **Epistemologia Ambiental**. 4. ed. São Paulo: Cortez, 2006. p.159-226.

LORENZ, E. N. **Dimension of weather and climate attractors**. Nature 353, 241–244. 1991.

OTT, E. **Chaos in dynamics system**. New York: 1^a ed. Cambridge Press, 385p. 1993.