

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Michel Baptistella Stefanello

**DESENVOLVIMENTO DE UM MODELO LAGRANGIANO PARA
ESTIMAR A DISPERSÃO DE ESCALARES PASSIVOS EM CONDIÇÕES
DE MEANDRO DO VENTO HORIZONTAL**

Santa Maria, RS
2017

Michel Baptistella Stefanello

**DESENVOLVIMENTO DE UM MODELO LAGRANGIANO PARA ESTIMAR A
DISPERSÃO DE ESCALARES PASSIVOS EM CONDIÇÕES DE MEANDRO DO VENTO
HORIZONTAL**

Dissertação de Mestrado apresentada ao programa de Pós-Graduação em Física, Área de Concentração em Áreas Clássicas da Fenomenologia e Suas Aplicações, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de **Mestre em Física**.

ORIENTADOR: Prof. Gervásio Annes Degrazia

COORIENTADOR: Prof. Luca Mortarini

Santa Maria, RS
2017

Ficha catalográfica elaborada através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Central da UFSM, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a).

Baptistella Stefanello , Michel
DESENVOLVIMENTO DE UM MODELO LAGRANGIANO PARA ESTIMAR
A DISPERSÃO DE ESCALARES PASSIVOS EM CONDIÇÕES DE MEANDRO
DO VENTO HORIZONTAL / Michel Baptistella Stefanello .-
2017.
62 f. ; 30 cm

Orientador: Gervásio Annes Degrazia
Coorientador: Luca Mortarini
Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa
Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de
Pós-Graduação em Física, RS, 2017

1. Modelo Estocástico Lagrangiano 2. Dispersão de
escalares 3. Meandro do vento horizontal I. Annes
Degrazia , Gervásio II. Mortarini , Luca III. Título.

©2017

Todos os direitos autorais reservados a Michel Baptistella Stefanello. A reprodução de partes ou do todo deste trabalho só poderá ser feita mediante a citação da fonte.

End. Eletr.: michelstefanello@gmail.com

Michel Baptistella Stefanello

**DESENVOLVIMENTO DE UM MODELO LAGRANGIANO PARA ESTIMAR A
DISPERSÃO DE ESCALARES PASSIVOS EM CONDIÇÕES DE MEANDRO DO VENTO
HORIZONTAL**

Dissertação de Mestrado apresentada ao programa de Pós-Graduação em Física, Área de Concentração em Áreas Clássicas da Fenomenologia e Suas Aplicações, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de **Mestre em Física**.

Aprovado em 24 de fevereiro de 2017:

Gervásio Annes Degrazia, Dr. (UFSM)
(Presidente/Orientador)

Jonas Carvalho, D.r. (UFPEl)

Silvana Maldaner, Dr.a. (UFSM)

Santa Maria, RS
2017

DEDICATÓRIA

À minha mãe

AGRADECIMENTOS

À minha família por todo apoio.

Ao professor Dr. Gervásio Degrazia pela orientação, dedicação e amizade.

Ao Dr. Luca Mortarini, por toda ajuda, coorientação e amizade.

Ao Dr. Domenico Anfossi, pelas discussões ao longo do trabalho.

Ao professor Jonas Carvalho pelo apoio no entendimento do modelo Lagrangiano.

A todos os professores do Departamento de Física da UFSM.

Aos meus colegas do Laboratório em especial, Lilian Moor, Silvana Maldaner, Lidiane Buligon e Tamíres Zimmer.

Aos meus amigos, colegas da Meteorologia e da Física, que me incentivaram neste trabalho.

A UFSM, pela oportunidade de estudo e utilização do espaço físico.

Ao INPE pela utilização de suas instalações.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo apoio financeiro na forma de bolsa de mestrado.

*"A cura pra tudo é sempre Água salgada:
O suor, as lágrimas ou o mar."*

(Isak Dinesen)

RESUMO

DESENVOLVIMENTO DE UM MODELO LAGRANGIANO PARA ESTIMAR A DISPERSÃO DE ESCALARES PASSIVOS EM CONDIÇÕES DE MEANDRO DO VENTO HORIZONTAL

AUTOR: Michel Baptistella Stefanello
ORIENTADOR: Gervásio Annes Degrazia
COORDENADOR: Luca Mortarini

Descrever os efeitos provocados pelo meandro do vento na dispersão de escalares é uma tarefa desafiadora, uma vez que este tipo de escoamento representa um estado físico caracterizado por múltiplas escalas. Neste trabalho, deriva-se um modelo estocástico Lagrangiano para descrever a dispersão de escalares, na camada limite planetária, durante o fenômeno de meandro do vento horizontal. O modelo é derivado a partir da linearização da equação de Langevin e emprega uma forma funcional heurística, que representa as funções de autocorrelação do meandro. As novas soluções, que descrevem as componentes longitudinais e laterais do vento, foram empregadas para simular dois experimentos de dispersão de contaminantes em condições de vento fraco, INEL (USA) e GRAZ (Áustria). Os resultados das comparações indicam que o novo modelo pode ser usado para reproduzir as concentrações observadas de contaminantes e, portanto descreve de forma satisfatória a difusão reforçada provocada pelo meandro do vento.

Palavras-chave: Modelo Estocástico Lagrangiano. Dispersão de escalares. Meandro do vento horizontal. Submeso. Camada Limite Estável.

ABSTRACT

DEVELOPMENT OF A LAGRANGIAN MODEL TO ESTIMATE THE PASSIVE SCALAR DISPERSION IN LOW-WIND MEANDERING CONDITIONS

AUTHOR: Michel Baptistella Stefanello

ADVISOR: Gervásio Annes Degrazia

CO-ADVISOR: Luca Mortarini

The description of the effects of the wind meandering in the scalar dispersion is a challenging task, since this type of flow represents a physical state characterized by multiple scales. In this study, a Lagrangian stochastic diffusion model is derived to describe the scalar transport during the horizontal wind meandering phenomenon, occurring in a PBL. The model is derived from the linearization of the Langevin equation and employs a heuristic functional form, which represents the autocorrelation functions of the meandering. The new solutions, which describe the longitudinal and lateral wind components, were used to simulate two experiments of contaminants dispersion in low-wind conditions, INEL (USA) and GRAZ (Austria). The results of the comparison indicate that the new model reproduces fairly well the observed concentrations of contaminants and, therefore, satisfactorily describes the enhanced dispersion due to the presence of meandering.

Keywords: Lagrangian stochastic model. Passive scalar dispersion. Horizontal wind meandering. Submeso. Stable Boundary Layer.

LISTA DE FIGURAS

Figura 3.1 – Exemplo de ocorrência de meandro para as componentes u, v e w da velocidade do vento e temperatura.	25
Figura 3.2 – Função de autocorrelação para as componentes u (linha contínua) e v (linha tracejada).	26
Figura 3.3 – Função de autocorrelação para a temperatura.	27
Figura 3.4 – Função de autocorrelação para a componente w do vento.	28
Figura 3.5 – Exemplo do espectro de energia calculado para as componentes u (linha contínua) e v (linha tracejada) do vento.	30
Figura 3.6 – Exemplo do espectro de energia calculado para a componente w do vento.	31
Figura 3.7 – Exemplo do espectro de energia calculado para a temperatura.	32
Figura 4.1 – Função de autocorrelação calculada para a componente u do vento referente ao conjunto de dados do experimento 13 de INEL.	35
Figura 4.2 – Função de autocorrelação calculada para a componente v do vento referente ao conjunto de dados do experimento 13 de INEL.	35
Figura 4.3 – Função de autocorrelação calculada para a componente u do vento referente ao conjunto de dados do experimento 2 de GRAZ.	38
Figura 4.4 – Função de autocorrelação calculada para a componente v do vento referente ao conjunto de dados do experimento 2 de GRAZ.	39
Figura 6.1 – Comparação entre a concentração integrada ao nível do solo observada e simulada para a distância de 100 m da fonte.	45
Figura 6.2 – Comparação entre a concentração integrada ao nível do solo observada e simulada para a distância de 200 m da fonte.	46
Figura 6.3 – Comparação entre a concentração integrada ao nível do solo observada e simulada para todas as distâncias da fonte.	46
Figura 6.4 – Comparação entre a concentração integrada observada e simulada para os 5 experimentos de GRAZ.	47
Figura 6.5 – Comparação entre a concentração máxima observada e simulada para os 5 experimentos de GRAZ.	48
Figura 6.6 – Exemplo da concentração simulada, com efeito de meandro, para o experimento 2 de GRAZ projetada no plano xy	50
Figura 6.7 – Exemplo da concentração simulada para uma condição de vento 1.7 m s^{-1} , com o efeito de meandro.	50
Figura 6.8 – Diferença entre o campo de concentração para ambas situações modeladas	51

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Valores dos parâmetros p e q	27
Tabela 4.1 – Parâmetros micrometeorológicos dos experimentos de INEL.....	34
Tabela 4.2 – Valores dos parâmetros p e q obtidos para os experimentos de INEL. ...	36
Tabela 4.3 – Valores do período de meandro (T_*) e do parâmetro (m), obtidos para os experimentos de INEL.....	36
Tabela 4.4 – Parâmetros micrometeorológicos dos experimentos de GRAZ.....	37
Tabela 4.5 – Valores dos parâmetros p e q obtidos para os experimentos de GRAZ. ...	39
Tabela 4.6 – Valores do período de meandro (T_*) e do parâmetro (m), obtidos para os experimentos de GRAZ.....	40
Tabela 6.1 – Índices estatísticos avaliados para as simulações referentes aos experimentos de GRAZ.....	49

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	10
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	13
2.1	CAMADA LIMITE PLANETÁRIA (CLP)	13
2.1.1	Parâmetros de estabilidade da Camada Limite	13
2.2	MODELO LAGRANGIANO	14
2.3	PARAMETRIZAÇÃO DOS TERMOS TURBULENTOS	16
2.4	FUNÇÃO DE DISTRIBUIÇÃO DE PROBABILIDADE GRAM-CHARLIER	17
2.5	MÉTODO ITERATIVO DE PICARD	19
2.6	CÁLCULO DA CONCENTRAÇÃO EM MODELOS LAGRANGIANOS	20
2.6.1	Concentração integrada ao nível do solo	21
3	MEANDRO DO VENTO HORIZONTAL	22
3.1	FUNÇÕES DE AUTOCORRELAÇÃO	23
3.1.1	Diferenças entre as funções	28
3.2	ESPECTRO DE ENERGIA	29
4	VALIDAÇÃO DOS PARÂMETROS DE MEANDRO	33
4.0.1	Experimentos de INEL	33
4.0.2	Estimativa dos parâmetros p e q utilizados no modelo, referentes aos experimentos de INEL	34
4.1	EXPERIMENTOS DE GRAZ	36
4.1.1	Estimativa dos parâmetros p e q, utilizados no modelo, referentes aos experimentos de GRAZ	37
5	DESENVOLVIMENTO DO MODELO	41
6	RESULTADOS E DISCUSSÕES	44
7	CONCLUSÃO	53
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	54

1 INTRODUÇÃO

O estudo da dispersão e do transporte turbulento de escalares na camada limite planetária representa um problema físico complexo e de grande aplicação em problemas que envolvem a qualidade do ar. Normalmente, a dispersão de contaminantes atmosféricos é descrita em termos de um referencial Lagrangiano ou Euleriano. No referencial Lagrangiano, a difusão é descrita por seguir as trajetória das partículas de fluido, que sofrem a ação das flutuações das componentes da velocidade do vento. Diferentemente, no referencial Euleriano a difusão é medida em pontos fixos do espaço a medida que o tempo passa. Exemplos clássicos de modelos Eulerianos de dispersão de escalares são baseados na equação de conservação de massa, resultando na bem conhecida equação de difusão-advectação. Esta equação emprega o campo de velocidade de escoamentos geofísicos e, portanto, envolve a descrição de fenômenos não lineares ocorrendo na Camada Limite Planetária (CLP). Na prática, a descrição Euleriana simplificada, conhecida como “modelo de pluma gaussiana”, constitui a aproximação mais empregada para simular ou reproduzir dados observados de concentração. Do ponto de vista teórico, este modelo é baseado em uma solução exata, porém não realista da equação de difusão-advectação (TIRABASSI, 2010). Todavia, como a dispersão da concentração dos escalares na atmosfera é, em última análise, provocada pelo movimento individual das partículas de fluido, parece ser mais natural e adequado escolher um modelo Lagrangiano para reproduzir o fenômeno de difusão turbulenta e, desta forma, estimar as concentrações observadas de escalares na atmosfera (RODEAN, 1996; CARVALHO et al., 2006). Os modelos de dispersão estocásticos Lagrangianos são baseados na equação de Langevin, que descreve a evolução temporal da velocidade das partículas de fluido no campo turbulento (RODEAN, 1996). Nestes modelos, a concentração de poluentes é estimada a partir da distribuição espacial das partículas.

Em condições de vento forte, nas quais a turbulência é bem desenvolvida, os modelos de dispersão tanto Eulerianos como os Lagrangianos, descrevem satisfatoriamente os processos de transporte e difusão de escalares na CLP (PIMENTEL et al., 2014; MANGIA et al., 2002; DEGRAZIA et al., 2015). Por outro lado, condições meteorológicas, que envolvem escoamentos caracterizados por baixas magnitudes da velocidade do vento, associadas a manifestações de turbulência fraca, são difíceis de serem descritos pelos modelos clássicos de dispersão. Esta dificuldade é uma consequência da falta de compreensão acerca da dinâmica de tais escoamentos, que envolvem eventos de mistura intermitente na camada limite estável (CAVA et al., 2016; MORTARINI et al., 2016b). Apesar desta dificuldade, alguns modelos específicos aplicados para estas situações foram desenvolvidos (BRUSASCA; TINARELLI; ANFOSSI, 1992; CIRILLO; POLI, 1992; SHARAN; YADAV; SINGH, 1995; CARVALHO; VILHENA, 2005; ANFOSSI et al., 2006; CARVALHO et al.,

2006; VICKERS; MAHRT; BELUŠIĆ, 2008; QIAN; VENKATRAM, 2011).

Para modelar a dispersão de poluentes em situações estáveis e instáveis Moreira, Tirabassi e Carvalho (2005) aplicam a transformada de Laplace para resolver a equação de advecção-difusão. Este método considera a difusão ao longo da direção preferencial do vento. O desempenho do modelo foi comparado com os dados dos experimentos de INEL (situações estáveis) e aqueles coletados no experimento de Indian Institute of Technology (casos instáveis) (SINGH; YADAV et al., 1996).

Oettl, Almbauer e Sturm (2001) simularam as concentrações de poluentes observadas em condições de vento fraco, utilizando um modelo de dispersão Lagrangiano com intervalos de tempo aleatórios e um parâmetro intercorrelação negativo para as componentes do vento horizontal. Os resultados obtidos foram melhores quando empregaram uma função de autocorrelação negativa, em vez da função exponencial clássica.

Brusasca, Tinarelli e Anfossi (1992), usando um modelo estocástico Lagrangiano, e um algoritmo baseado no modelo de pluma flutuante (GIFFORD, 1959) explicam empiricamente a dispersão provocada pelo meandro. A avaliação do modelo foi realizada através de comparações com dados observados no experimento de INEL (EUA). Os autores conseguiram simular com um grau razoável de confiança apenas três experimentos.

Vickers, Mahrt e Belušić (2008), empregando dados de turbulência, observados em situações de vento fraco em um modelo Lagrangiano, avaliaram o comportamento da pluma para diversas situações durante o experimento CASES-99.

Carvalho e Vilhena (2005), derivam um modelo para descrever as componentes horizontais da velocidade do vento baseada na função de autocorrelação de Frenkiel (FRENKIEL, 1953). Estes autores resolvem a equação de Langevin em um procedimento semianalítico aplicando o método iterativo de Picard. Os resultados obtidos pelos autores apresentam uma concordância muito boa com os dados medidos no experimento de INEL.

Anfossi et al. (2006) propuseram um sistema de duas equações de Langevin acopladas para as componentes horizontais do vento. Estas novas equações apresentam dependência de p e q (parâmetros que descrevem a turbulência e as oscilações de baixa frequência) extraídos diretamente dos experimentos. Adicionalmente, os autores compararam os resultados simulados com os dados de concentração de dois experimentos, INEL e GRAZ (Áustria).

O emprego de modelos estocásticos Lagrangianos em problemas de dispersão de poluentes, permite avaliar as situações nas quais o escoamento turbulento é gerado por uma topografia não homogênea que ocorre em condições de vento fraco ($\bar{u} < 1,5 \text{ m s}^{-1}$). De acordo com Hoover et al. (2015), em condições de vento fraco, muito estáveis, influências da topografia no escoamento são evidenciadas. Frequentemente, em condições de vento fraco, grandes oscilações direcionais do vento horizontal ocorrem na CLP. Tal fenômeno é conhecido como meandro do vento horizontal. Como consequência deste fenômeno, as concentrações de poluentes ao nível do solo apresentam uma grande distri-

buição angular.

Particularmente, Carvalho e Vilhena (2005) e Carvalho et al. (2006) desenvolveram um modelo para descrever a dispersão reforçada associada ao fenômeno de meandro do vento horizontal. Neste modelo, a forma funcional da função de autocorrelação clássica de Frenkiel está contida para modelar as oscilação associadas ao meandro do vento horizontal (movimentos de submeso). Os resultados desta aproximação permitiram reproduzir os dados de concentração na linha central, que ocorreram em situações de velocidade de vento baixa no experimento clássico de INEL (SAGENDORF; DICKSON, 1974).

Recentemente, Moor et al. (2015) sugeriram uma nova formulação matemática para descrever os lóbulos negativos observados na função de autocorrelação do meandro do vento horizontal. Esta nova função foi validada pelo emprego de um conjunto de dados observados no Experimento de Larga Escala na Biosfera-Atmosfera na Amazônia - Santarém (LBA). Esta validação permitiu estimar os valores característicos associados ao período do meandro e do parâmetro de "looping" que representa um termo híbrido descrito em termo do período do meandro e da escala de tempo da turbulência.

O presente estudo tem como objetivo derivar um modelo Lagrangiano de transporte e dispersão de escalares ocorrendo em situação de baixas magnitudes da velocidade do vento. Este novo modelo de partículas Lagrangiano baseia-se na metodologia proposta por Carvalho e Vilhena (2005). Os experimentos de difusão dos projetos de GRAZ (ANFOSSI et al., 2006) e de INEL (SAGENDORF; DICKSON, 1974), contendo as concentrações de escalares medidas em situações de baixas magnitudes da velocidade do vento, foram usados para avaliar e validar o novo modelo proposto.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 CAMADA LIMITE PLANETÁRIA (CLP)

A camada limite planetária (CLP) é a parte da atmosfera, situada acima da superfície terrestre, na qual os fenômenos da turbulência estão presentes (STULL, 1988). Esta camada apresenta um particular ciclo diurno com distintas condições atmosféricas de estabilidade (estável, instável e neutra). Acima da CLP situa-se a atmosfera livre, uma região que sente a presença da superfície apenas em longas escalas de tempo.

Considerando dias sem nuvens, a evolução da turbulência na CLP é controlada por forçantes mecânicos e térmicos. Após o nascer do sol a superfície terrestre é aquecida e a energia térmica armazenada nela é transferida pelo processo de difusão molecular para uma camada muito fina sobre a superfície. Essa energia é transportada para cima pela ascensão de plumas de ar quente, elevando a altura da Camada Limite Convectiva (CLC) (CAUGHEY, 1982). A altura dessa camada varia temporalmente devido a intensidade dos fluxos superficiais de momento, calor sensível e latente. Seu topo pode ser identificado por um aumento acentuado do perfil vertical de temperatura potencial e uma diminuição na umidade.

No final da tarde, após o pôr do sol, quando o forçante térmico desaparece e os movimentos ascendentes de ar são suprimidos, a CLC começa a decair, dando origem à camada residual (CR), quase adiabática e remanescente da camada que ocorreu durante o dia (GARRATT et al., 1992). Abaixo da CR, quando o fluxo de energia na forma de calor sensível torna-se negativo, uma estrutura turbulenta estavelmente estratificada evolui no decorrer da noite, dando origem a Camada Limite Estável (ANDRÉ; MAHRT, 1982).

As principais características da camada limite noturna, em situações de vento fraco, são pouco compreendidas (CAVA et al., 2016; VICKERS; MAHRT; BELUŠIĆ, 2008). Neste caso particular de escoamento, os forçantes que geram a turbulência (mecânicos) são pequenos ou nulos, e a turbulência pode se tornar intermitente, ocorrendo assim, à interação de processos de múltipla escala (MAHRT, 2014).

2.1.1 Parâmetros de estabilidade da Camada Limite

O comprimento de Obukhov (MONIN; OBUKHOV, 1959) é frequentemente empregado em modelos de dispersão para determinar as condições de estabilidade. Ele é defi-

nido pela seguinte equação:

$$L = -\frac{\bar{\Theta}u_*^3}{gk\overline{w'\Theta'}} \quad (2.1)$$

no qual g é a aceleração da gravidade, k é a constante de VonKarman, $\overline{w'\Theta'}$ é o fluxo de calor médio, $\bar{\Theta}$ é a temperatura potencial média e u_* é a velocidade de fricção.

Conforme Seinfeld e Pandis (1998) os diferentes regimes de estabilidade podem ser divididos por: muito instável ($-100 < L < 0$), instável ($-10^{-5} < L < -100$), neutro ($|L| > 10^5$), estável ($10 < L < 10^5$) e muito estável ($0 < L < 10$).

Para avaliar a confiabilidade do comprimento de Obukhov, estimado em condições de vento fraco, Castelli et al. (2014) estudaram a relação entre o número de Richardson (gradiente e "bulk") e o comprimento de Obukhov. Eles concluíram que a estimativa da estabilidade predominante em condições de baixa velocidade do vento, ainda é uma questão que necessita ser estudada para a obtenção de resultados conclusivos, e usar o número de Richardson, como parâmetro de estabilidade, não melhora a confiabilidade da estimativa pois, nestas condições, é possível encontrar valores de fluxo de calor positivos durante a noite.

2.2 MODELO LAGRANGIANO

Os modelos Lagrangianos são utilizados para simular a dispersão atmosférica de poluentes na CLP (CARVALHO; VILHENA, 2005; ANFOSSI et al., 2006; LUHAR, 2012). Esses modelos baseiam-se na equação de Langevin (RODEAN, 1996). Essa equação é obtida a partir da hipótese de que a velocidade das partículas é dada pela combinação de termos determinísticos e estocásticos. Para modelar a dispersão de escalares na CLP, emprega-se a equação tridimensional de Langevin para obter a posição Eq. 2.2 e a velocidade Eq. 2.3 das partículas em cada passo de tempo (THOMSON, 1987). Essas aproximações, matematicamente, podem ser representadas por:

$$d\mathbf{x} = (\mathbf{U} + \mathbf{u})dt \quad (2.2)$$

e

$$du_i = a_i(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t)dt + b_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t)dW_j(t) \quad (2.3)$$

$$i, j = 1, 2, 3... \quad (2.4)$$

no qual \mathbf{x} é o vetor posição, \mathbf{U} é o vetor velocidade Euleriano, \mathbf{u} é o vetor velocidade Lagrangiano, $a_i(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t)$ é um termo determinístico associado a força de atrito, $b_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t)$ é um termo estocástico (coeficiente de difusão) e $dW_j(t)$ é um incremento do processo de Wiener.

O termo determinístico $a_i(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t)$, proposto por Thomson (1987), é obtido assumindo que a equação de Fokker-Planck é um complemento Euleriano da Equação de Langevin. A equação de Fokker-Planck é escrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial P(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t)}{\partial t} + \frac{\partial(u_i P(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t))}{\partial x_i} = -\frac{\partial(a_i P(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t))}{\partial u_i} + \frac{\partial^2}{\partial u_i \partial u_j} \left(\frac{1}{2} b_{ij} b_{jk} P(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t) \right) \quad (2.5)$$

em que $P(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t)$ é a função densidade de probabilidade não condicional das flutuações da velocidade Euleriana.

Para o caso estacionário, $P(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t)$ não depende do tempo e a equação de Fokker-Planck é reduzida para:

$$\frac{\partial(u_i P)}{\partial x_i} = -\frac{\partial(a_i P)}{\partial u_i} + \frac{\partial^2}{\partial u_i \partial u_j} \left(\frac{1}{2} b_{ij} b_{jk} P \right) \quad (2.6)$$

Integrando a equação de Fokker-Planck (caso estacionário) e definindo ϕ como:

$$\phi = -\frac{\partial}{\partial u_i} \int_{-\infty}^u u_i P(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t) du \quad (2.7)$$

podemos obter o coeficiente determinístico:

$$a_i(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t) = \frac{1}{P} \left(\frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{1}{2} b_{ij} b_{jk} P \right) + \phi(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t) \right) \quad (2.8)$$

em que $\phi \rightarrow 0$ para $|\mathbf{u}| \rightarrow \infty$

Por outro lado, o coeficiente de difusão $b_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t)$ pode ser obtido a partir da comparação entre o termo de Kolmogorov de isotropia local no subintervalo inercial com a função de estrutura de segunda ordem Lagrangiana para a velocidade da seguinte forma:

$$b_i = (C_0 \varepsilon)^{1/2} \quad (2.9)$$

Na equação anterior C_0 é a constante de Kolmogorov e ε é a taxa de dissipação de energia cinética de turbulência. Segundo Hinze (1972), Rodean (1996), Tennekes (1984) o produto pode ser reescrito da seguinte forma:

$$C_0\varepsilon = \frac{2\sigma_i^2}{T_{Li}} \quad (2.10)$$

Na equação acima σ_i^2 é a variância da velocidade turbulenta e T_{Li} é a escala de tempo de decorrelação Lagrangiana.

Para obter a componente vertical da flutuação da velocidade (w), resolvemos a equação de Langevin

$$dw = a_w + b_0 dW_j(t) \quad (2.11)$$

com b_0 dado pela seguinte relação:

$$b_0 = \left(\frac{2\sigma_w^2}{T_{Lw}} \right)^{1/2} \quad (2.12)$$

e a_w obtido resolvendo a equação de Fokker-Planck associada com a Eq. 2.11 usando as diferentes soluções particulares para as PDFs, tais como Gaussiana, Bi-Gaussiana, Gram-Charlier (CARVALHO; VILHENA; THOMPSON, 2007).

2.3 PARAMETRIZAÇÃO DOS TERMOS TURBULENTOS

A parametrização da turbulência utilizada neste estudo é baseada na teoria da difusão estatística desenvolvida por Taylor (1922) e nas características espectrais observadas. Desta forma, uma combinação dos forçantes térmicos e mecânicos são considerados. Através desta parametrização é possível obter valores contínuos para a CLP em todas as alturas, e para todas as condições de estabilidade, conforme proposto por Degrazia et al. (2000).

$$\sigma_i^2 = \frac{1.06C_i\psi_\varepsilon^{2/3}w_*^2(z/z_i)^{2/3}}{[(f_m^*)_i^c]^{2/3}} + \frac{2.32C_i\phi_\varepsilon^{2/3}u_*^2}{[(f_m^*)_i^c]^{2/3}} \quad (2.13)$$

$$T_{Li} = \frac{z}{\sqrt{C_i}} \left\{ \frac{0.14((-L/z_i)z_i - L)^{1/2}}{[(f_m^*)_i^c]^{2/3}w_*(\psi_\varepsilon^c(z/z_i))^{1/3}} + \frac{0.059}{[(f_m^*)_i^{n+s}]^{2/3}(\phi_\varepsilon^{n+s})^{1/3}u_*} \right\} \quad (2.14)$$

no qual w_* é a escala de velocidade característica convectiva, u_* é a velocidade local de fricção, z é a altura acima da superfície, z_i é a altura da CLP, L é o comprimento de

Monin-Obukhov, ϕ_ε^{n+s} e ψ_ε^c são as funções adimensionais das taxas de dissipação, $(f_m^*)_i^{n+s}$ e $(f_m^*)_i^c$ são as frequências reduzidas dos picos espectrais neutro/estável e convectivo, respectivamente, com $i = u, v, w$. A razão $-\bar{L}/z_i$ é um parâmetro de estabilidade médio para a CLP convectiva, $c_i = \alpha_i \alpha_u (2\pi k)$ com $k = 0.4$, $\alpha_u = 0.5 \pm 0.05$ e $\alpha_i = 1, \frac{4}{3}, \frac{4}{3}$.

2.4 FUNÇÃO DE DISTRIBUIÇÃO DE PROBABILIDADE GRAM-CHARLIER

A função de distribuição de probabilidade Gram-Charlier é derivada através da expansão em série de polinômios de Hermite. Esta expansão pode ser aplicada em eventos de turbulência Gaussiana e não Gaussiana (ANFOSSI et al., 1997; FERRERO; ANFOSSI, 1998).

Para a componente vertical do vento é assumida uma função de distribuição de probabilidade não Gaussiana e a solução da Equação de Langevin é dada por Carvalho e Vilhena (2005), Carvalho, Vilhena e Thompson (2007). Para as componentes horizontais a função de distribuição de probabilidade é considerada Gaussiana. Esta função, truncada na quarta ordem, apresenta a seguinte forma (KENDALL; STUART, 1977):

$$P(x_i, r_i) = \frac{e^{-(r_i^2/2)}}{\sqrt{2\pi}} (1 + C_3 H_3 + C_4 H_4) \quad (2.15)$$

na equação acima, H_3 e H_4 são os polinômios de Hermite, C_3 e C_4 são os coeficientes da função de distribuição de probabilidade Gram-Charlier, cujas expressões são dadas por:

$$H_3 = x^3 - 3x \quad (2.16)$$

$$H_4 = x^4 - 6x^2 + 3 \quad (2.17)$$

$$C_3 = \frac{\bar{\mu}^3}{6} \quad (2.18)$$

$$C_4 = \frac{(\bar{\mu}^4 - 3)}{24} \quad (2.19)$$

em que $\bar{\mu}^3$ e $\bar{\mu}^4$ são os momentos padronizados para w, $x = \frac{w}{\sigma_w}$ e r_i definido por

$$r_i = \frac{u_i}{\sigma_i} \quad (2.20)$$

na qual σ_i é o desvio padrão da velocidade turbulenta. Considerando-se C_3 e C_4 iguais a

zero a Eq. 2.15 torna-se uma distribuição normal e pode ser aplicada para os casos nos quais a turbulência é Gaussiana. A função de distribuição de probabilidade Gram-Charlier de terceira ordem pode ser obtida assumindo-se C_4 igual a zero.

O coeficiente determinístico $a_i(x_i, u_i)$ é determinado pela equação de Fokker-Planck e expresso por:

$$a(x_i, u_i) = \frac{f_i}{h_i} \frac{\sigma_i}{T_{Li}} + \sigma_i \frac{\partial \sigma_i}{\partial x_j} \frac{g_i}{h_i} \quad (2.21)$$

no qual

$$f_i = -3C_3 - r_i(15C_4 + 1) + 6C_3r_i^2 + 10C_4r_i^3 - C_3r_i^4 - C_4r_i^5 \quad (2.22)$$

$$g_i = 1 - C_4 + r_i^2(1 + C_4) - 2C_3r_i^3 - 5C_4r_i^4 + C_3r_i^5 + C_4r_i^6 \quad (2.23)$$

$$h_i = 1 + 3C_4 - 3C_3r_i - 6C_4r_i^2 + C_3r_i^3 + C_4r_i^4 \quad (2.24)$$

Com o coeficiente determinístico obtido na Eq. 2.21, pode-se escrever a equação de Langevin da seguinte forma:

$$\frac{du_i}{dt} + \alpha_i u_i = \beta_i + \gamma_i + \left(\frac{2\sigma_i^2}{T_{Li}} \right)^{1/2} \xi_i(t) \quad (2.25)$$

resultando:

$$\frac{du_i}{dt} = \phi(u_i, t) \quad (2.26)$$

com

$$\phi(u_i, t) = -\alpha_i u_i + \beta_i + \gamma_i + \left(\frac{2\sigma_i^2}{T_{Li}} \right)^{1/2} \xi_i(t) \quad (2.27)$$

os índices α_i , β_i e γ_i são:

$$\alpha_i = \frac{15C_4 + 1}{h_i T_{Li}}, \quad \beta_i = [f_i + r_i(15C_4 + 1)] \frac{1}{h_i} \frac{\sigma_i}{T_{Li}}, \quad \gamma_i = \sigma_i \frac{\partial \sigma_i}{\partial x_j} \frac{g_i}{h_i} \quad (2.28)$$

É possível determinar $e^{\left(\int_0^t \alpha_i dt\right)}$ como sendo o fator integrante da Eq. 2.25. Multiplicando o fator integrante por todos os termos da Eq. 2.25, resulta na seguinte expressão:

$$u_i(t) = \left(e^{-\int_0^t \alpha_i dt} \right) \left[\int_0^t \left(e^{\int_0^{t'} \alpha_i dt'} \right) \left(\beta_i + \gamma_i + \left(\frac{2\sigma_i^2}{T_{Li}} \right)^{1/2} \xi_i(t') \right) dt' \right] \quad (2.29)$$

2.5 MÉTODO ITERATIVO DE PICARD

O processo iterativo de Picard permite a construção de uma sequência de funções $y^n(t)$, que é equivalente a solução de um problema de valor inicial (SZINVELSKI et al., 2006; BOYCE et al., 2004). Um problema de valor inicial é dado pela equação a seguir, em que $f(y, t)$ é uma função contínua:

$$\frac{dy}{dt} = f(y, t), \quad (2.30)$$

com condição inicial: $y(t_0) = y_0$

A sequência de funções pode ser gerada pela seguinte formulação:

$$y(t) = y_0 + \int_0^t f(y(t'), t') dt' \quad (2.31)$$

Correções sucessivas são realizadas através do processo iterativo, tendo como forma recursiva:

$$y^{n+1}(t) = y_0 + \int_0^t f(y^n(t'), t') dt', \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.32)$$

Segundo Innocentini (1999) o esquema de iteração de Picard pode ser utilizado para qualquer equação diferencial, o que justifica o emprego desse método para resolver a equação de Langevin.

No presente estudo, o método iterativo de Picard é aplicado na solução da equação diferencial de primeira ordem para o deslocamento aleatório.

Aplicado-se o método de Picard na Eq. 2.29, a aproximação iterativa apresenta a seguinte forma:

$$u_i^{n+1} = \left(e^{-\int_0^t \alpha_i^n dt} \right) \left\{ u_i^0 + \int_0^t \left(e^{\int_0^{t'} \alpha_i^n dt'} \right) \left[\beta_i^n + \gamma_i^n + \left(\frac{2\sigma_i^2}{T_{Li}} \right)^{1/2} \xi_i^n(t') \right] dt' \right\} \quad (2.33)$$

em que o valor inicial para a velocidade turbulenta é um valor aleatório fornecido por uma distribuição Gaussiana. O processo iterativo é interrompido quando há uma homogeneidade entre o número de partículas que entram e o número de partículas que saem do domínio da simulação.

2.6 CÁLCULO DA CONCENTRAÇÃO EM MODELOS LAGRANGIANOS

Em modelos de dispersão estocásticos Lagrangianos, as trajetórias das partículas fictícias são geradas numericamente para simular os movimentos das partículas de fluido presentes na atmosfera. Desta forma, uma distribuição espacial das partículas no domínio computacional permite calcular o campo de concentração. O cálculo da concentração de contaminantes pode ser obtido a partir da contagem de partículas em um volume, ou seja:

$$C = \frac{m_p N_v}{V_c} \quad (2.34)$$

com

$$V_c = \Delta x \Delta y \Delta z \quad (2.35)$$

no qual m_p é a massa da partícula, N_v é o número de partículas contidas no volume e V_c é o volume da célula. A massa da partícula pode ser obtida pela seguinte equação:

$$m_p = \frac{QN_{\Delta t}}{N_p} \quad (2.36)$$

Q é a taxa de emissão, $N_{\Delta t}$ é o número de passos no tempo e N_p é o número total de partículas emitidas em cada intervalo de tempo Δt .

Para realizar uma simulação representativa do fenômeno (especialmente se as condições meteorológicas não são constantes), é possível salvar as posições das partículas N_r durante cada período de simulação. Portanto, a equação torna-se:

$$C = \frac{N_v}{N_p N_r} \frac{QN_{\Delta t}}{\Delta x \Delta y \Delta z} \quad (2.37)$$

2.6.1 Concentração integrada ao nível do solo

Dependendo da distribuição espacial dos amostradores de concentração, a concentração integrada ao nível do solo C_y é geralmente estimada por duas formas. Se os amostradores são igualmente espaçados, C_y é obtido pela seguinte relação :

$$C_y = \Delta_y \sum_{i=1}^N \chi_i \quad (2.38)$$

Na equação acima, Δ_y é o espaçamento entre os amostradores e χ_i é a concentração do i -ésimo amostrador. Se os amostradores não são igualmente espaçados ou estão dispostos em um círculo em torno do ponto de emissão, C_y é calculado por:

$$C_y = \left(\sum_{i=1}^N \chi_i \Delta_{yi} \right) \quad (2.39)$$

neste caso,

$$\Delta_{yi} = r_i (\vartheta_{i+1} - \vartheta_i) \quad (2.40)$$

no qual $r_i(m)$ é a distância entre a reta que une o ponto de emissão do escalar passivo e qualquer um dos amostradores e $\vartheta_i(rad)$ são os ângulos dos amostradores.

3 MEANDRO DO VENTO HORIZONTAL

O fenômeno do meandro do vento horizontal não possui uma definição precisa, e, na literatura, não existe nenhum consenso a respeito do mecanismo físico de formação deste padrão de vento. Este escoamento é caracterizado por grandes oscilações horizontais de baixas frequências e estudado com base nas estatísticas do vento e suas implicações na dispersão de poluentes em condições de vento baixo. Oettl et al. (2005) e Goulart et al. (2007) sugerem que o fenômeno de meandro pode ser explicado como uma propriedade inerente do escoamento em situações de calma de vento, que surge quando o fluxo turbulento é desprezível e o escoamento tende a ser bidimensional (2D) resultante do balanço geostrófico. Por outro lado, desaparece quando os "stress" de Reynolds são maiores. Portanto, esta análise conclui que o aparecimento do meandro, geralmente não necessita de nenhum mecanismo particular de disparo. O escoamento pode ser considerado 2D quando a escala de comprimento vertical dos turbilhões impede a interação com o solo, permitindo que fortes oscilações de grande escala ocorram (MORTARINI et al., 2016b).

Segundo Vickers, Mahrt e Belušić (2008) a origem e a dinâmica do movimento de meandro ainda não podem ser explicadas completamente, pois o meandro do vento é o resultado da sobreposição de diferentes movimentos.

Recentemente, Mortarini et al. (2016b, 2016a) utilizando um conjunto de dados experimentais de vento e temperatura, coletados em três sítios experimentais (Santa Maria e Amazônia no Brasil e Torino- Itália), mostraram que o meandro do vento provoca oscilações não turbulentas das componentes horizontais da velocidade e temperatura. Tais oscilações podem ocorrer em todas as condições de instabilidade. Entretanto, elas surgem com maior frequência durante a noite, mas também podem ser encontradas durante o dia. O fenômeno de meandro próximo a superfície ocorre, na grande maioria dos casos, em condições nas quais $\bar{u} < 1,5 \text{ ms}^{-1}$ (MORTARINI et al., 2016b).

Em termos da dispersão de poluentes, em situações de baixas magnitudes das velocidades de vento, torna-se difícil definir uma direção precisa da pluma de contaminantes. Quanto menor for a velocidade do vento, maior será o desvio padrão da direção do vento e as concentrações ao nível do solo podem ser espalhadas em um vasto setor angular (SAGENDORF; DICKSON, 1974; BRUSASCA; TINARELLI; ANFOSSI, 1992; ANFOSSI et al., 2006). Nestas condições é muito difícil simular a dispersão correta de contaminantes e escalares na CLP, pois a dispersão é provocada por movimentos de baixa frequência conhecidos como movimentos de submeso (MAHRT, 2014).

3.1 FUNÇÕES DE AUTOCORRELAÇÃO

Uma função de autocorrelação (FA) descreve como se relaciona uma variável em um intervalo de tempo, com ela mesma, em instantes de tempo posteriores ou anteriores (ARYA, 2001). A FA permite estimar parâmetros importantes para a descrição dos fenômenos associados a turbulência na Camada Limite Planetária (MANOMAIPHIBOON; RUSSELL, 2003).

Para um processo estacionário a função de autocorrelação é definida como:

$$R_x(\tau) = \frac{\langle x(t + \tau)x(t) \rangle}{\sigma_x^2} \quad (3.1)$$

em que x pode ser as componentes do vento (u, v, w) ou temperatura (T), t e τ são relacionados com o intervalo de tempo em que a FA é calculada.

No caso de uma turbulência bem desenvolvida, a exponencial clássica de Taylor (TAYLOR, 1922) reproduz os dados observados. No entanto, ela não reproduz os lóbulos negativos observados na função de autocorrelação em situações de meandro do vento. Anfossi et al. (2006) propuseram utilizar a Função de Frenkiel 3.2 para ajustar a função de autocorrelação observada de meandro. Esta função é definida por:

$$R(\tau) = e^{-p\tau} \cos(q\tau) \quad (3.2)$$

Em que p e q são definidos pelas Eqs. 3.3 e 3.4, com T sendo uma escala de tempo associada a turbulência e aos movimentos de submeso.

$$p = \frac{1}{(m^2+1)T} \quad (3.3)$$

e

$$q = \frac{m}{(m^2+1)T} \quad (3.4)$$

O parâmetro p é relacionado à escala de tempo turbulenta, q é associado com a escala de oscilação do meandro (período de meandro) e m é um parâmetro adimensional que controla a frequência de oscilação do meandro, estabelecendo a magnitude deste fenômeno.

Recentemente, Moor et al. (2015) sugeriram uma nova forma funcional para reproduzir os lóbulos negativos observados em funções de autocorrelações experimentais. Esta fórmula funcional foi construída pelo produto de uma função binomial, representando

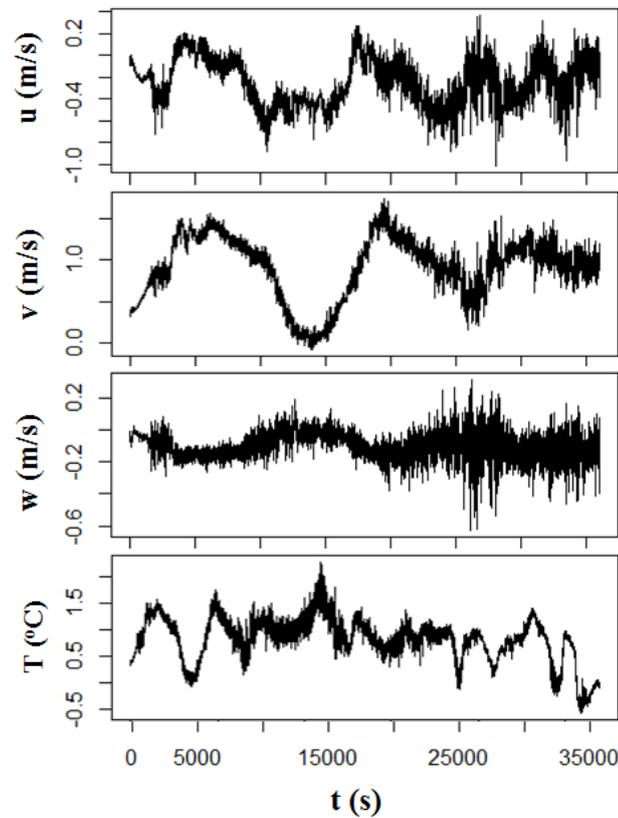
o efeito puramente turbulento da dispersão, pela função cosseno, cuja característica é modelar as oscilações horizontais do vento médio. A formulação matemática para esta expressão é representada na seguinte forma:

$$R(\tau) = \frac{\cos(q\tau)}{(1 + p\tau)^2} \quad (3.5)$$

É importante ressaltar que o estudo de Moor et al. (2015), empregando dados de meandro medidos na Amazônia, demonstrou claramente que a nova função de autocorrelação (Eq. 3.5), reproduz adequadamente as funções observadas de autocorrelação.

A Figura 3.1 mostra as séries temporais para as componentes u , v e w do vento e temperatura T , durante a ocorrência de meandro do vento horizontal. Esta série de dados de uma hora possui $\bar{u} = 0,96 \text{ m s}^{-1}$, referente ao dia 24/05/2014. Os dados experimentais foram medidos por um anemômetro sônico, na altura de 3 m na frequência de 10 Hz. O anemômetro está localizado em uma área do ecossistema Pampa na Universidade Federal de Santa Maria.

Figura 3.1 – Exemplo de ocorrência de meandro para as componentes u , v e w da velocidade do vento e temperatura.

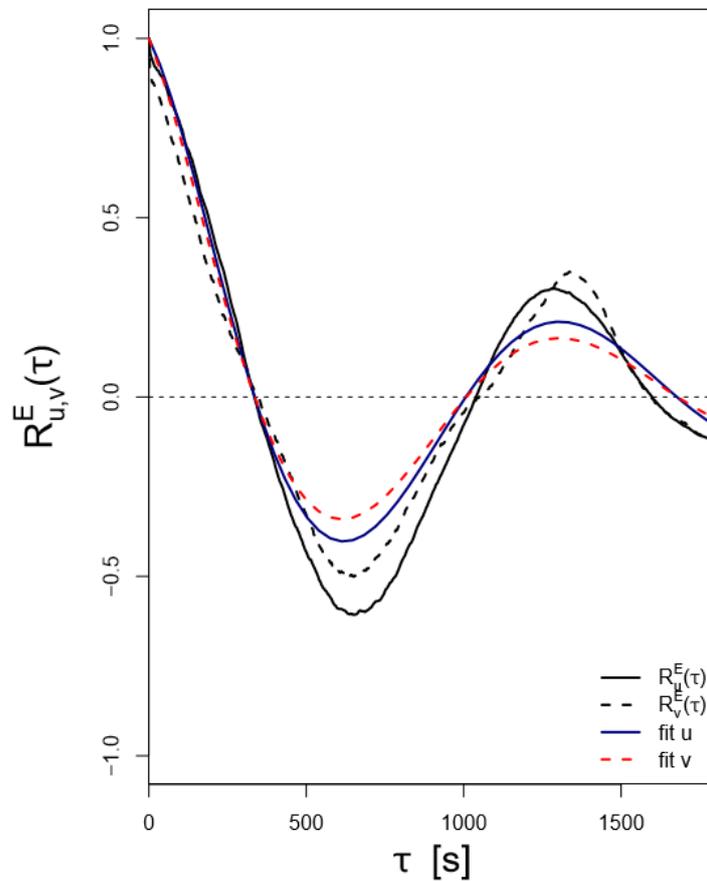


Fonte: Autor.

É possível visualizar que as variações das componentes horizontais (u , v) do vento apresentam maiores magnitudes nos primeiros 30 min. Por outro lado, a componente w apresenta pouca turbulência, principalmente para os primeiros 30 min. Desta forma, as oscilações da velocidade vertical são muito menores do que as escalas das perturbações horizontais. Adicionalmente, a Figura 3.1 também mostra o comportamento oscilatório da temperatura medida pelo anemômetro. Segundo Acevedo et al. (2013), em noites com vento fraco, a temperatura pode apresentar variações espaciais de até $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ em distâncias da ordem de 400 m . Essa variabilidade horizontal da temperatura, reforçada em condições de meandro, ocorre pelas mudanças da direção do vento.

Um exemplo de FA meandro do vento para as componentes u (linha contínua) e v (linha tracejada) do vento é mostrado na Figura 3.2.

Figura 3.2 – Função de autocorrelação para as componentes u (linha contínua) e v (linha tracejada).

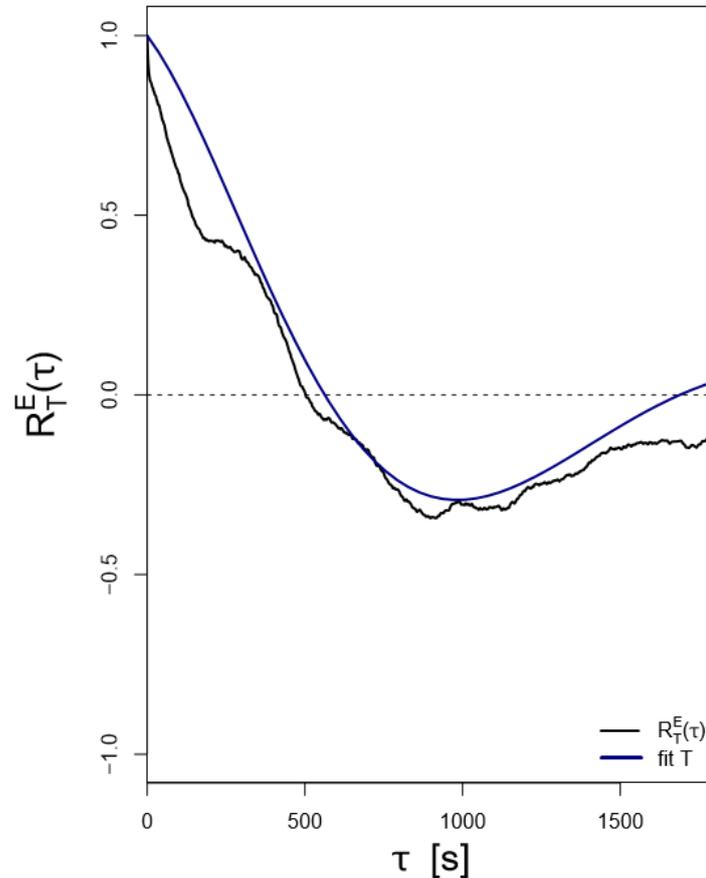


Fonte: Autor.

As linhas pretas contínuas e descontínuas representam, respectivamente, as funções observadas de autocorrelação. Por outro lado, as curvas de ajuste Eq. 3.5 para as componentes horizontais do vento são, respectivamente, a linha azul contínua e a linha vermelha descontínua.

A Figura 3.3 apresenta a FA para a temperatura. Nesta figura é possível visualizar o mesmo comportamento presente nas componentes u e v do vento. Este comportamento, oscilatório na temperatura, sugere que o meandro do vento horizontal advecta temperatura. Os ajustes mostrados nas Figuras 3.2 e 3.3 foram realizados utilizando a Eq. 3.5 para as séries temporais mostrada na Figura 3.1.

Figura 3.3 – Função de autocorrelação para a temperatura.



Fonte: Autor.

Pelo ajuste da Eq. 3.5 com os dados experimentais foram obtidos os valores de p e q para as componentes horizontais do vento e temperatura (Tabela 3.1).

Tabela 3.1 – Valores dos parâmetros p e q .

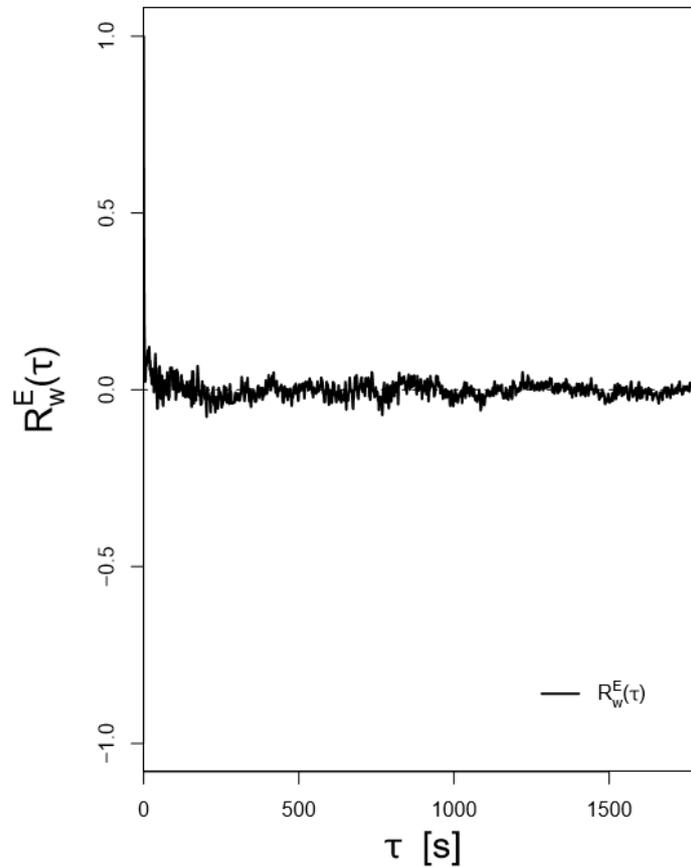
variável	$p(s^{-1})$	$q(s^{-1})$
u	0.0009	0.0047
v	0.0011	0.0047
T	0.0120	0.0028

Fonte: Autor.

As Figuras 3.2 e e 3.3 exibem os lóbulos negativos característicos do fenômeno de meandro. Esta função de autocorrelação negativa não é uma característica da turbulência bem desenvolvida. Esta autocorrelação negativa, segundo Steeneveld e Holtslag (2009), significa que partículas do fluido tornam-se anticorrelacionadas. Por exemplo, uma parcela de fluido que foi recentemente liberada viaja no sentido leste em relação ao sistema de coordenadas. Por outro lado, uma parcela de fluido, liberada alguns segundos após, viaja no sentido contrário. Entretanto, em situações de meandro, este comportamento os-

oscilatório, que ocorre nas componentes u e v do vento e temperatura, não é observado na componente w (Figura 3.4).

Figura 3.4 – Função de autocorrelação para a componente w do vento.



Fonte: Autor.

3.1.1 Diferenças entre as funções

A partir das equações que descrevem p e q o período de meandro pode ser definido pela Eq. 3.6 (ANFOSSI et al., 2005). Esta escala de tempo característica, associada a frequência dominante do primeiro lóbulo negativo da FA, não implica periodicidade.

$$T_* = \frac{2\pi}{q} \quad (3.6)$$

O período de meandro pode ser estimado independentemente da formulação (3.5 e 3.2) escolhida, pois ambas fornecem valores de T_* praticamente iguais (MARTINS et al., 2016). O parâmetro q pode ser obtido de um ajuste da função de autocorrelação aos dados

experimentais.

Empregando a Eq. 3.2 para reproduzir os dados coletados no sítio micrometeorológico de Santa Maria, Mortarini et al. (2016b) encontraram um valor mediano durante a noite de $T_* = 1854$ s, enquanto durante o dia este valor foi de $T_* = 1762$ s. Por outro lado, Moor et al. (2015), utilizando dados medidos na Amazônia e uma nova FA (3.5) obteve para o período noturno $T_* = 2202$ s.

Outra quantidade utilizada para caracterizar o fenômeno de meandro é o parâmetro m (FRENKIEL, 1953; MURGATROYD, 1969) dado por:

$$m = \frac{q}{p} \quad (3.7)$$

O parâmetro m é proporcional a razão entre o período de meandro e a escala da turbulência bem desenvolvida. Em outras palavras, a magnitude deste parâmetro determina o efeito das diferentes escalas de tempo presentes na CLP. Para o caso de uma turbulência bem desenvolvida este parâmetro é zero. Diferentemente, em situações de meandro do vento, m apresenta valores médios da ordem de 5 (MOOR et al., 2015).

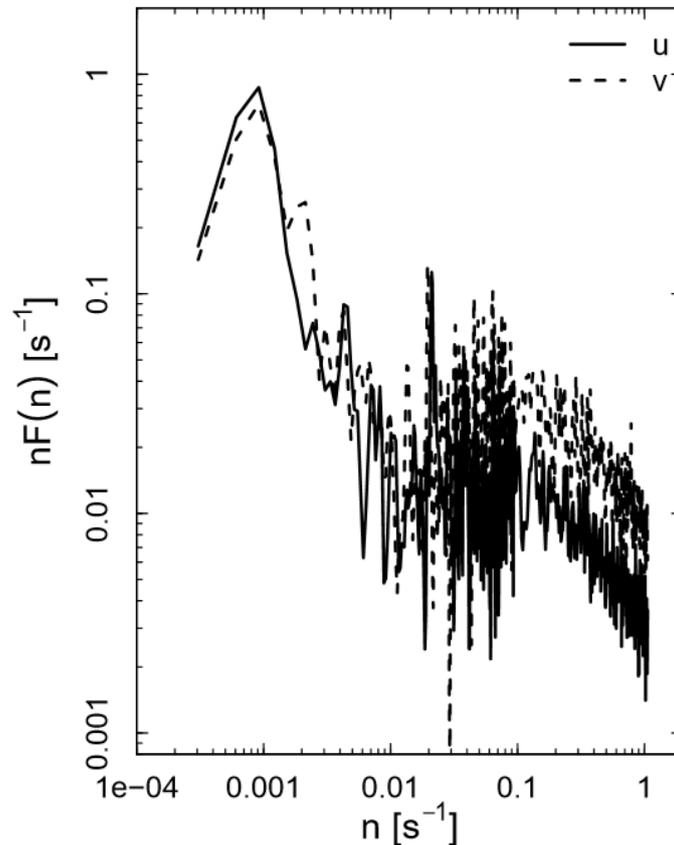
A magnitude desta quantidade adimensional é maior quando os movimentos turbulentos são representados pela função binomial (Eq. 3.5). Esta função, à medida que o tempo passa, decai mais lentamente do que a função exponencial presente na FA de Frenkiel. Segundo Martins et al. (2016) a fórmula binomial reproduz por um período de tempo maior os efeitos oscilatórios associados ao meandro do vento.

3.2 ESPECTRO DE ENERGIA

Qualquer variável dependente do tempo pode ser expressa como uma superposição ou combinação de números de onda de diferentes frequências (ARYA, 2001). O espectro de energia evidencia o papel desempenhado pelas diferentes frequências nos processos de transporte e difusão de escalares na CLP.

As Figuras 3.5, 3.6 e 3.7 apresentam um exemplo do espectro calculado, para 1h de amostragem, para as componentes do vento e temperatura (para mesma série temporal mostrada na Figura 3.2). Estes espectros foram obtidos através de uma transformada rápida de Fourier, seguindo a metodologia sugerida por Mortarini e Anfossi (2015). Os espectros (Fig. 3.5) apresentam um máximo localizado na região das baixas frequências do espectro de energia. Ou seja, um grande percentual de energia está contido nos graus de liberdade associados às baixas frequências (meandro do vento). Além disso, o espectro apresenta, na região das altas frequências, um comportamento descrito por Kolmogorov ($-2/3$).

Figura 3.5 – Exemplo do espectro de energia calculado para as componentes u (linha contínua) e v (linha tracejada) do vento.

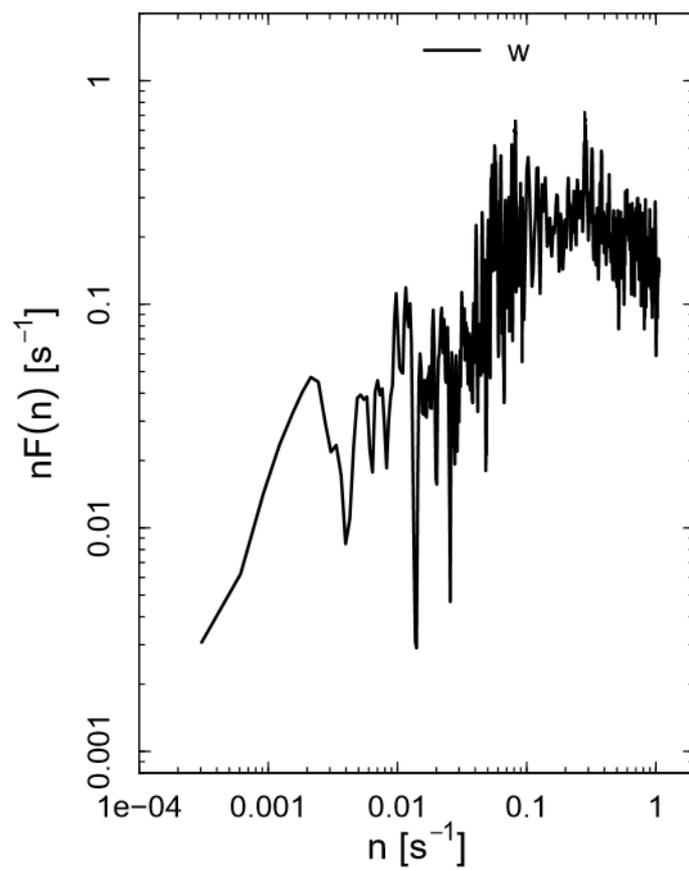


Fonte: Autor.

A Figura 3.6 apresenta o espectro para a componente w do vento. Diferentemente dos espectros das componentes u e v do vento, este espectro não apresenta um máximo na região das baixas frequências. Sendo assim, as oscilações de baixas frequências, associadas ao meandro, as quais geram lóbulos negativos nas FAs, não afetam significativamente a velocidade vertical do vento (MORTARINI et al., 2016a).

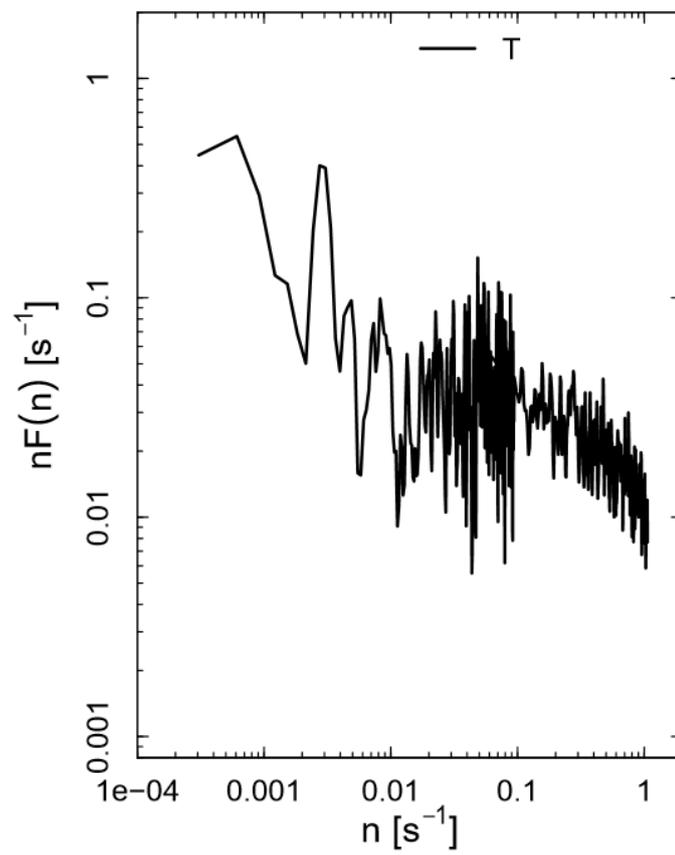
A Figura 3.7 apresenta o espectro de energia para a temperatura. Esta figura mostra claramente a presença de um pico na faixa das baixas frequências e do comportamento de Kolmogorov nas faixas das altas frequências do espectro de temperatura. Este fato indica que, em condições de vento baixo, quando a turbulência é fraca, uma porcentagem maior da energia é contida nos processos associados ao meandro (MORTARINI et al., 2016a).

Figura 3.6 – Exemplo do espectro de energia calculado para a componente w do vento.



Fonte: Autor.

Figura 3.7 – Exemplo do espectro de energia calculado para a temperatura.



Fonte: Autor.

4 VALIDAÇÃO DOS PARÂMETROS DE MEANDRO

Para confrontar a nova formulação, que descreve o fenômeno de dispersão reforçado pelo meandro do vento horizontal, é necessário comparar os resultados estimados pelo modelo com os dados experimentais.

4.0.1 Experimentos de INEL

Os dados de concentração coletados no experimento de INEL foram utilizados para validar vários modelos de dispersão de contaminantes em condições de vento fraco (BRUSASCA; TINARELLI; ANFOSSI, 1992; CARVALHO; VILHENA, 2005; ANFOSSI et al., 2006; QIAN; VENKATRAM, 2011; TIMM et al., 2009; LUHAR, 2012).

O conjunto de dados que formam o experimento de INEL foi obtido no Idaho National Engineering Laboratory (INEL) – Estados Unidos da América. Este experimento foi realizado em uma região de planície com comprimento de rugosidade aerodinâmica $z_0 \approx 0.005 \text{ m}$. Os resultados observacionais foram publicados no trabalho de Sagendorf e Dickson (1974).

Neste experimento, o composto Hexafluoreto de Enxofre (SF_6) foi liberado a uma altura de 1.5 m acima da superfície.

Os amostradores de concentração, instalados na altura de 0.76 m , foram localizados em 3 arcos circulares, distantes da fonte em 100 , 200 e 400 m . Os amostradores foram colocados em intervalos de 6° (total de 180 posições de amostragem).

As medições da velocidade do vento foram realizadas por anemômetros em diferentes alturas (2 , 4 , 8 , 16 , 32 e 61 m), no arco de 200 m e disponibilizadas em um intervalo de tempo de 2 ou 3 s (ANFOSSI et al., 2006). Estas medidas foram usadas para calcular o coeficiente para o perfil exponencial vertical do vento.

A escala de comprimento L , para este experimento, pode ser estimada pela seguinte relação (ZANNETTI, 1990):

$$L = 1100u_*^2 \quad (4.1)$$

e a velocidade de fricção por:

$$u_* = \frac{ku(z_r)}{\ln(z_r/z_0)} \quad (4.2)$$

na qual $z_r = 2 \text{ m}$ (altura de referência) e k é a constante de Von Karman. Segundo Zilitinkevich (1972), a altura da camada estável turbulenta pode ser estimada por:

$$h = 0.4 \sqrt{\frac{u_* L}{f_c}} \quad (4.3)$$

em que f_c é o parâmetro de Coriolis. Os principais parâmetros avaliados durante o experimento de INEL encontram-se na Tabela 4.1. Nesta Tabela, a velocidade média do vento U está na unidade de ms^{-1} .

Tabela 4.1 – Parâmetros micrometeorológicos dos experimentos de INEL

Exp.	$u_*(\text{ms}^{-1})$	$L \text{ (m)}$	$h(\text{m})$	$U_{(2\text{m})}$	$U_{(4\text{m})}$	$U_{(8\text{m})}$	$U_{(16\text{m})}$	$U_{(32\text{m})}$	$U_{(61\text{m})}$
4	0.047	2.40	13.40	0.7	1.2	–	1.5	0.9	2.1
7	0.040	1.77	10.64	0.6	0.9	0.4	0.5	0.9	2.4
8	0.033	1.22	8.09	0.5	0.8	0.6	1.2	1.6	2.7
9	0.033	1.22	8.09	0.5	0.8	0.9	1.6	2.2	2.7
10	0.073	5.93	26.40	1.1	1.7	2.1	3.2	4.7	3.1
11	0.093	9.60	37.91	1.4	1.9	2.3	2.9	–	3.6
12	0.047	2.40	13.40	0.7	1.1	1.1	1.6	1.6	1.9
13	0.067	4.90	22.88	1.0	1.6	2.0	3.0	4.0	6.0
14	0.067	4.90	22.88	1.0	1.5	2.0	3.5	5.1	7.1

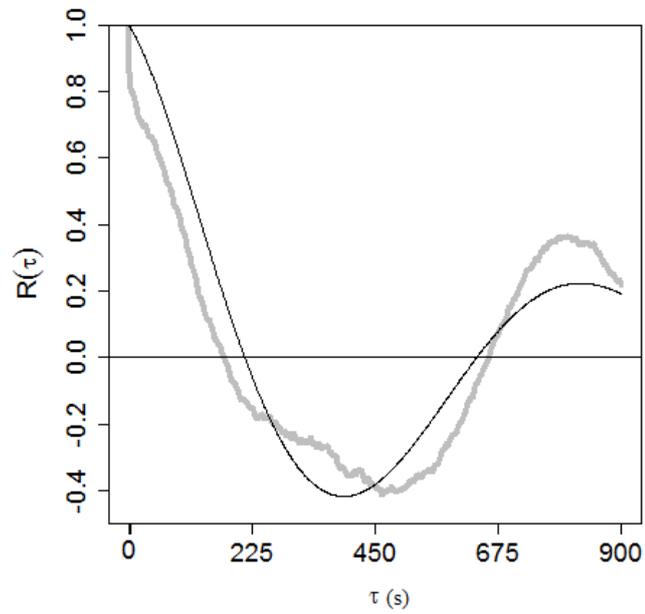
Fonte: Sagendorf e Dickson (1974).

4.0.2 Estimativa dos parâmetros p e q utilizados no modelo, referentes aos experimentos de INEL

A partir dos dados observacionais de vento, os valores de p e q foram estimados através do ajuste da Eq. 3.5 usando um algoritmo de mínimos quadrados não-linear (TEAM, 2015). As funções de autocorrelação foram obtidas para a série temporal de 1 hora, nas alturas de 2 e 4 m .

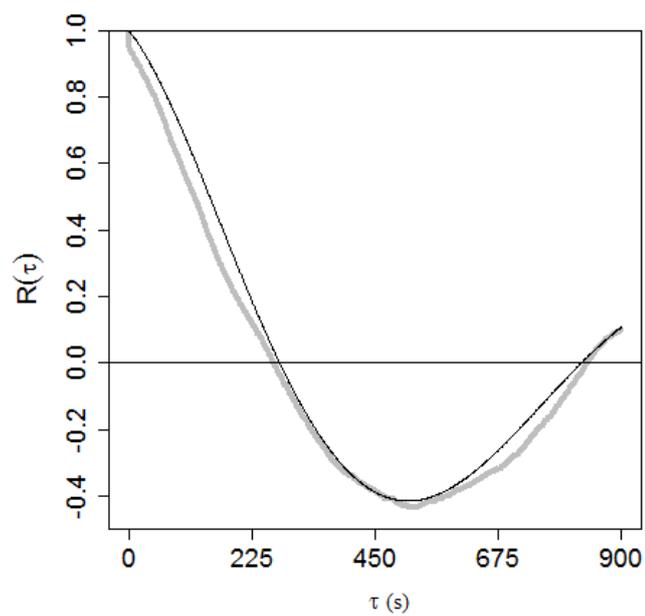
As Figs.4.1 (componente u do vento) e 4.2 (componente v do vento) mostram a função de autocorrelação (linha preta) ajustada aos dados experimentais de vento (linha cinza) para o experimento 13 de INEL.

Figura 4.1 – Função de autocorrelação calculada para a componente u do vento referente ao conjunto de dados do experimento 13 de INEL.



Fonte: Autor.

Figura 4.2 – Função de autocorrelação calculada para a componente v do vento referente ao conjunto de dados do experimento 13 de INEL.



Fonte: Autor.

Os valores de p e q estimados são exibidos na Tabela 4.2. Segundo Anfossi et al. (2006) os perfis de p possuem maior variabilidade com a altura. Por outro lado, os perfis de q são quase constantes com a altura.

O período de meandro T_* e o parâmetro de "looping" m , para as componentes da velocidade horizontal, calculados, respectivamente, pelas Eqs. 3.6 e 3.7 são exibidos na Tabela 4.3.

Tabela 4.2 – Valores dos parâmetros p e q obtidos para os experimentos de INEL.

experimento	$p_u(s^{-1})$	$q_u(s^{-1})$	$p_v(s^{-1})$	$q_v(s^{-1})$
4(4m)	0.007556	0.030121	0.006515	0.012815
7	0.008302	0.021958	0.002489	0.009445
8	0.004295	0.009744	0.001799	0.008073
9	0.003513	0.010404	0.001335	0.006510
10(4m)	0.002996	0.011516	0.001003	0.008080
11	0.001321	0.006060	0.001471	0.005338
12	0.012110	0.031390	0.010650	0.011440
13	0.001338	0.007407	0.001040	0.005696
14	0.002029	0.00464	0.001326	0.005390

Fonte: Autor.

Tabela 4.3 – Valores do período de meandro (T_*) e do parâmetro (m), obtidos para os experimentos de INEL.

experimento	m_u	$T_{*u}(s)$	m_v	$T_{*v}(s)$
4(4m)	4	209	2	490
7	2.6	286	3.8	665
8	2.3	645	4.5	778
9	3	604	4.9	965
10(4m)	3.8	546	8.1	778
11	4.6	1037	3.6	1177
12	2.6	200	1.1	549
13	5.5	848	5.5	1103
14	2.3	1354	4.1	1166

Fonte: Autor.

4.1 EXPERIMENTOS DE GRAZ

Para avaliar o modelo proposto, que descreve a dispersão de contaminantes provocada pelo meandro em terrenos complexos, um novo experimento de dispersão foi utilizado. Os experimentos de dispersão de GRAZ foram realizados próximo da cidade de

Graz, Áustria, em Maio de 2003 e organizados pela Graz University of Technology e pelo Consiglio Nazionale delle Ricerche CNR - Torino (ANFOSSI et al., 2006). A região no entorno do experimento pode ser caracterizada como não homogênea, com um edifício de cerca de 10 m de altura, algumas árvores menores e arbustos localizados a 100 m de distância do ponto de lançamento do poluente. Este local apresenta um comprimento de rugosidade média de $z_0 \approx 0,01$ m (ANFOSSI et al., 2006).

O conjunto de dados de Graz foi obtido em 6 experimentos, sendo 5 em condições de $\bar{u} < 1,5$ ms^{-1} . SF6 foi usado como traçador e as concentrações deste poluente foram obtidas em 30 amostradores (na altura de 1,4 m) igualmente distribuídos em um arco de 50 m de distância do ponto de liberação. Cada experimento durou 30 minutos. Dados de vento foram registrados por dois anemômetros sônicos (1,5 m e 6,0 m acima do nível do solo) na frequência de 1 Hz. O comprimento de Monin – Obukhov para este experimento foi calculado pela Eq. 2.1 e a velocidade de fricção pela seguinte relação:

$$u_* = ((\overline{u'w'})^2 + (\overline{v'w'})^2)^{1/4} \quad (4.4)$$

na qual $\overline{u'w'}$ e $\overline{v'w'}$ são as componentes do fluxo de momento médio. A altura da camada estável turbulenta foi estimada, conforme no experimento de INEL.

As principais informações, dos 5 experimentos utilizados neste estudo, são apresentadas na Tabela 4.4.

Tabela 4.4 – Parâmetros micrometeorológicos dos experimentos de GRAZ

Experimento	$u_*(ms^{-1})$	$Q(g s^{-1})$	$U_{1.5m}(ms^{-1})$	$U_{6.0m}(ms^{-1})$	$\sigma_\theta(^{\circ})$
1	0.093	0.42	0.3	0.4	67.6
2	0.135	0.42	0.5	0.8	90.2
3	0.202	0.42	0.2	0.3	60.1
4	0.137	0.42	0.06	0.1	32.8
5	0.123	0.42	0.06	0.3	45.9

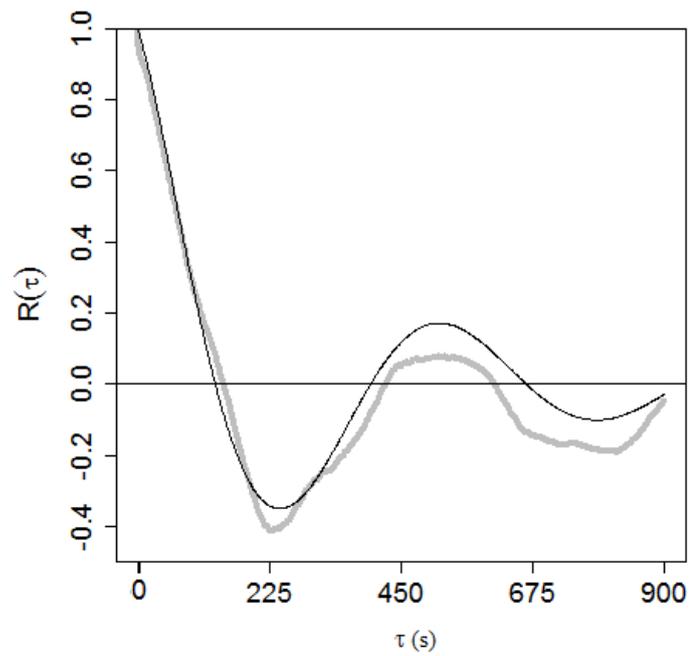
Fonte: Anfossi et al. (2006).

4.1.1 Estimativa dos parâmetros p e q , utilizados no modelo, referentes aos experimentos de GRAZ

As funções de autocorrelação para as componentes do vento, no experimento de GRAZ, foram calculadas pelo mesmo algoritmo descrito no experimento de INEL. Para o experimento de GRAZ, na altura de 1,5 m, as funções de autocorrelação foram obtidas a partir de séries temporais de 30 min.

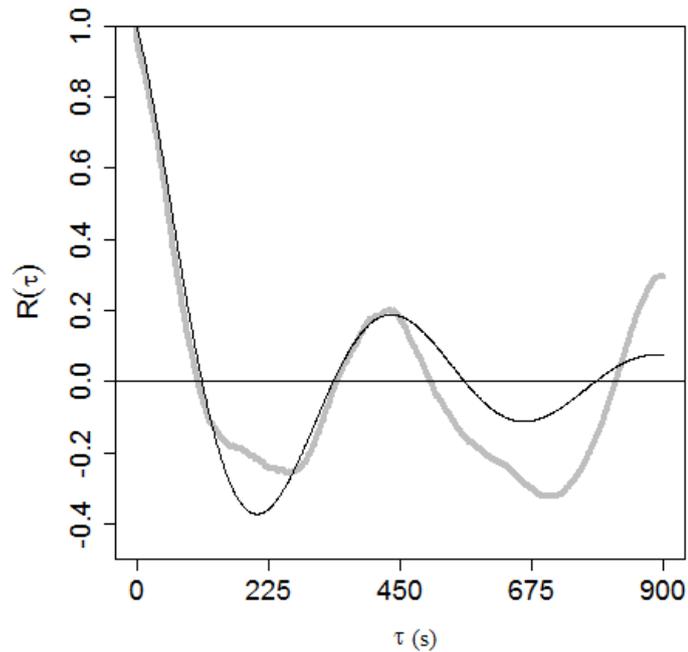
Para o experimento 2 de GRAZ, as Figuras 4.3 (componente u do vento) e 4.4 (componente v do vento) mostram as funções de autocorrelação (linha preta) ajustadas aos dados experimentais de vento (linha cinza)

Figura 4.3 – Função de autocorrelação calculada para a componente u do vento referente ao conjunto de dados do experimento 2 de GRAZ.



Fonte: Autor.

Figura 4.4 – Função de autocorrelação calculada para a componente v do vento referente ao conjunto de dados do experimento 2 de GRAZ.



Fonte: Autor.

Os valores de p e q estimados são exibidos na Tabela 4.5. O período de meandro T_* e o parâmetro de "looping" m , para as componentes da velocidade horizontal calculados, respectivamente, pelas Eqs. 3.6 e 3.7 são exibidos na Tabela 4.6.

Tabela 4.5 – Valores dos parâmetros p e q obtidos para os experimentos de GRAZ.

experimento	$p_u(s^{-1})$	$q_u(s^{-1})$	$p_v(s^{-1})$	$q_v(s^{-1})$
1	0.003107	0.006099	0.001212	0.005623
2	0.002708	0.011824	0.002964	0.014013
3	0.001483	0.005496	0.000657	0.005176
4	0.008521	0.026471	0.010710	0.016500
5	0.028773	0.009632	0.001999	0.008423

Fonte: Autor.

Tabela 4.6 – Valores do período de meandro (T_*) e do parâmetro (m), obtidos para os experimentos de GRAZ.

experimento	m_u	$T_{*u}(s)$	m_v	$T_{*v}(s)$
1	2	1030	4.6	1117
2	4.4	532	4.7	448
3	3.7	1143	7.9	1214
4	3.1	237	1.5	381
5	0.3	652	4.2	746

Fonte: Autor.

5 DESENVOLVIMENTO DO MODELO

Carvalho e Vilhena (2005) resolveram a equação de Langevin para formular um modelo de dispersão estocástico com o objetivo de calcular a dispersão reforçada, provocada pelo meandro do vento horizontal. A solução proposta pelos autores apresenta a forma funcional da equação sugerida por Frenkiel (1953). No presente trabalho, seguindo a metodologia proposta pelos autores, resolve-se a equação de Langevin usando a Eq. 3.5 para derivar as expressões matemáticas para as componentes horizontais em situações caracterizadas pelo fenômeno de meandro do vento.

Para modelar a dispersão de escalares passivos, na camada limite planetária turbulenta, a equação de Langevin é normalmente resolvida seguindo as regras do cálculo de Ito. O presente desenvolvimento, que será aplicado ao caso do meandro do vento horizontal, consiste na linearização da equação diferencial estocástica de Langevin. Esta equação é escrita na seguinte forma:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + f(t)U_i = g(t) \quad (5.1)$$

cuja solução é fornecida por:

$$U_i(t) = \frac{1}{e^{\int_0^t f(\tau) d\tau}} \left[U_i(0) + \int_0^t g(s) e^{\int_0^s f(\tau) d\tau} ds \right] \quad (5.2)$$

Para obtermos a condição de meandro do vento horizontal na solução da equação de Langevin, admite-se, diferentemente de Carvalho e Vilhena (2005), que a função $f(\tau)$ deve ser escrita como uma função complexa da seguinte forma:

$$f(\tau) = \frac{2p}{(1+p\tau)} + iq \quad (5.3)$$

com $\frac{2p}{(1+p\tau)}$ sendo a parte real e iq a parte imaginária de $f(\tau)$. As quantidades p e q são os parâmetros associados com o meandro e calculados a partir da Eq. 3.5. Neste ponto é importante ressaltar que a Eq. 5.3, é uma equação construída a partir de argumentos heurísticos empregando-se dados observacionais.

A exponencial contida na Eq. 5.2 pode ser escrita da seguinte forma:

$$e^{\int_0^t f(\tau) d\tau} = e^{\ln(1+p\tau)^2 + iq\tau} = (1+p\tau)^2 e^{iq\tau} \quad (5.4)$$

Substituindo-se Eq. 5.4 na Eq. 5.2, aplicando-se a relação de Euler e considerando somente a parte real, obtém-se:

$$U_i(t) = \frac{\cos(qt)}{(1+pt)^2} \left[U_i(0) + \int_0^t \left(\frac{(1+ps)^2}{\cos(qs)} \right) g(s) ds \right] \quad (5.5)$$

Assumindo-se que a turbulência na direção horizontal seja gaussiana, a função $g(s)$ possui a seguinte forma:

$$g(s) = \frac{1}{2} \frac{\partial \sigma_i^2}{\partial x_j} + \frac{1}{2\sigma_i^2} \left(\frac{\partial \sigma_i^2}{\partial x_j} \right) u_i^2 + \left(\frac{2\sigma_i^2}{T_{Li}} \right)^{1/2} \xi_i(s) \quad (5.6)$$

Definindo-se

$$\beta_i = \frac{1}{2} \frac{\partial \sigma_i^2}{\partial x_j} \quad (5.7)$$

e

$$\gamma_i = \frac{1}{2\sigma_i^2} \left(\frac{\partial \sigma_i^2}{\partial x_j} \right) \quad (5.8)$$

resulta:

$$g(s) = \left[\beta_i + \gamma_i u_i^2 + \left(\frac{2\sigma_i^2}{T_{Li}} \right)^{1/2} \xi_i(s) \right] \quad (5.9)$$

Substituindo-se a Eq. 5.9 na Eq. 5.5 obtém-se:

$$U_i(t) = \frac{\cos(qt)}{(1+pt)^2} \left[U_i(0) + \int_0^t \left(\frac{(1+ps)^2}{\cos(qs)} \right) \left[\beta_i + \gamma_i u_i^2 + \left(\frac{2\sigma_i^2}{T_{Li}} \right)^{1/2} \xi_i(s) \right] ds \right] \quad (5.10)$$

O método de Picard é aplicado na equação acima, considerando a turbulência Gaussiana na direção horizontal.

$$U_i^{n+1}(t) = \frac{\cos(qt)}{(1+pt)^2} U_i(0) + \frac{\cos(qt)}{(1+pt)^2} \left\{ u_i^n + \int_0^t \left(\frac{(1+ps)^2}{\cos(qs)} \right) \left[\beta_i + \gamma_i (u_i^n)^2 + \left(\frac{2\sigma_i^2}{T_{Li}} \right)^{1/2} \xi_i(s) \right] ds \right\} \quad (5.11)$$

Note que na solução acima, a Eq. 3.5 está presente. Esta fórmula tem sido proposta por Moor et al. (2015) para representar as funções de autocorrelação observadas do meandro. Considerando-se que a dispersão reforçada de contaminantes é provocada pelas flutuações de baixa frequência do vento horizontal, a presente solução apresenta

uma forma oscilatória.

Por outro lado, quando os efeitos oscilatórios do meandro podem ser desprezados, ou seja $q = 0$, a Eq. 5.11 é escrita em termos da forma binomial da função de autocorrelação (PHILLIPS; PANOFSKY, 1982). Esta solução particular poderá ser aplicada para simular a dispersão de contaminantes em situações de vento forte nas quais a turbulência é bem desenvolvida.

A solução 5.11 é escrita em um sistema de referência Lagrangiano e os parâmetros p e q são obtidos para um sistema de referência Euleriano. Desta forma, uma vez que não existem bases sólidas teóricas ou experimentais para transformar os valores p e q do sistema de referência Euleriano para o Lagrangiano (ANFOSSI et al., 2006), assume-se como primeira aproximação que eles são os mesmos (Tabelas 4.2 e 4.5).

6 RESULTADOS E DISCUSSÕES

A performance do modelo proposto é avaliada através da comparação com dois conjuntos de dados experimentais de concentração, que ocorreram em condições estáveis de vento fraco, realizados em um terreno homogêneo INEL (SAGENDORF; DICKSON, 1974) e não homogêneo GRAZ (ANFOSSI et al., 2006). Nas simulações realizadas o escoamento turbulento é assumido não homogêneo somente na vertical e o transporte é realizado ao longo da componente longitudinal da velocidade média do vento.

Os domínios horizontais utilizados no modelo de dispersão Lagrangiano para os experimentos de INEL e GRAZ foram, respectivamente, $500\text{ m} \times 500\text{ m}$ e $300\text{ m} \times 300\text{ m}$. Para ambos os experimentos, o domínio vertical é considerado igual ao valor estimado para a altura turbulenta da camada limite estável. O passo no tempo é mantido constante e obtido de acordo com o valor da escala de tempo de decorrelação Lagrangiana ($\Delta t = T_L/c$), no qual T_L deve ser o menor valor entre T_{Lu} , T_{Lv} e T_{Lw} e c é um coeficiente empírico igual a 10.

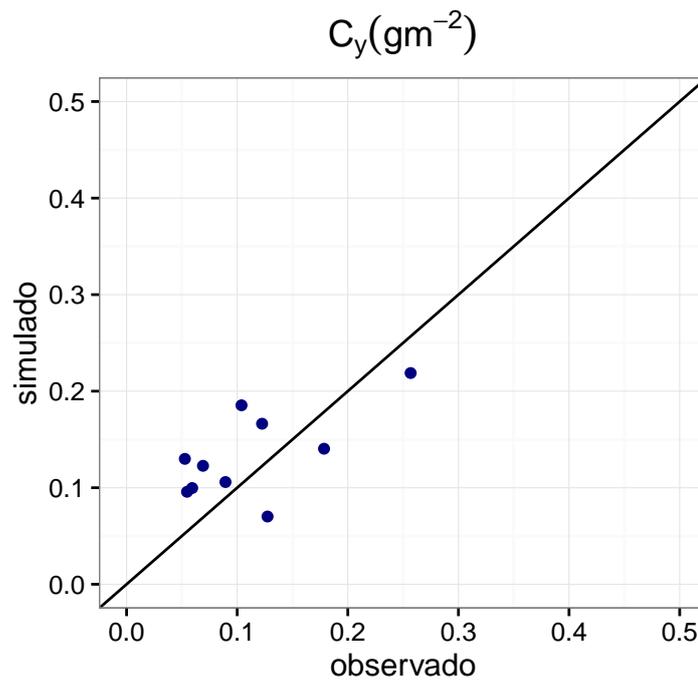
Os parâmetros turbulentos σ_i e T_{Li} são parametrizados conforme descritos na seção 2.3. As integrais presentes nas soluções 2.33 e 5.11 são resolvidas pelo método de Romberg. O terceiro momento da componente da velocidade vertical é parametrizado conforme proposto por Chiba (1978) e o quarto momento segue o estudo de Anfossi et al. (1997).

Uma das principais características da dispersão de escalares em situações de vento fraco é o espalhamento da pluma de contaminante em torno da linha central. Para verificar este comportamento, distintas simulações foram realizadas para a obtenção da concentração integrada ao nível do solo.

As Figuras 6.1, 6.2 e 6.3 demonstram a comparação entre os valores de concentração integrada C_y observada e simulada para os experimentos de INEL. As Figuras 6.1 e 6.2 apresentam, respectivamente, a comparação de C_y para as distâncias de 100 m e 200 m da fonte de emissão do poluente. É possível visualizar que os valores de concentração alinham-se razoavelmente bem em torno da linha central, a qual representa a concordância entre os dados de concentração simulados e observados. A Figura 6.3 apresenta a comparação de C_y para todas as distâncias da fonte. É possível visualizar que os valores de concentração aproximam-se razoavelmente da linha central de perfeita concordância. Os maiores espalhamentos ocorrem para a distância de 400 m da fonte. Estes espalhamentos ocorrem pelo fato de que a dinâmica dos movimentos de meandro e sua influência sobre a geração de eventos de mistura intermitentes, na camada limite estável, não são bem compreendidos (CAVA et al., 2016). Como uma consequência da falta de compreensão acerca da física deste fenômeno, os modelos de dispersão podem não descrever corretamente as concentrações observadas de poluentes (ANFOSSI et al., 2006).

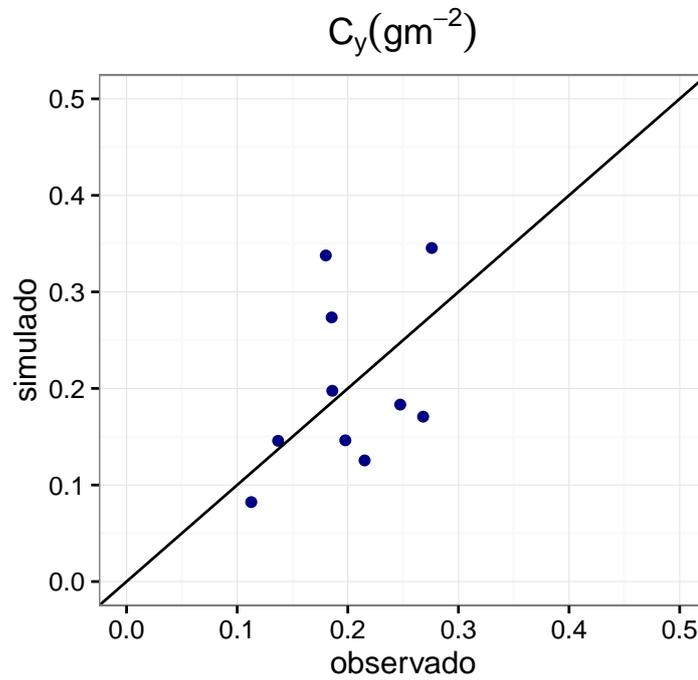
Além do mais, o afastamento da linha de perfeita concordância pode ser explicado, pelo fato de que, na presença do meandro, a turbulência é extremamente fraca e intermitente e, muitas vezes, as estatísticas turbulentas são influenciadas pela formação de turbilhões irregulares de pequena escala que não interagem diretamente com o solo (NI-EUWSTADT, 1984; DIAS; BRUTSAERT; WESELY, 1995; MAHRT, 1999).

Figura 6.1 – Comparação entre a concentração integrada ao nível do solo observada e simulada para a distância de 100 m da fonte.



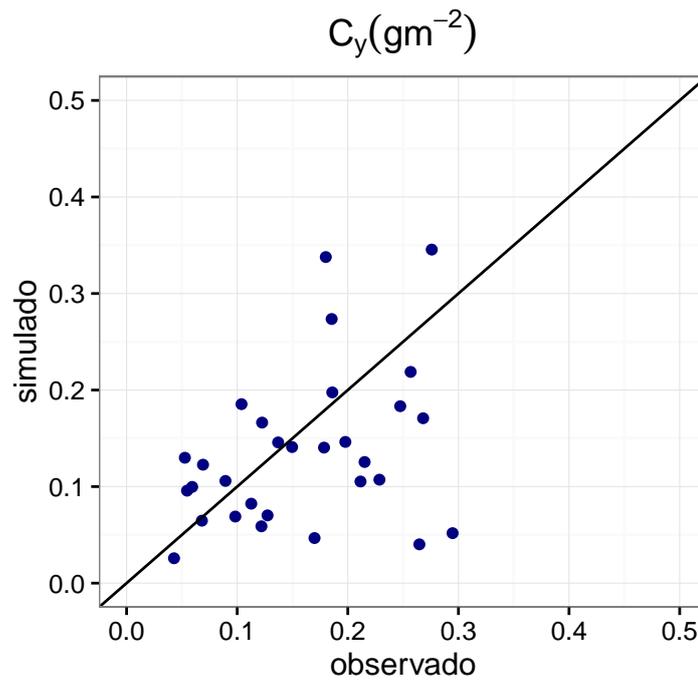
Fonte: Autor.

Figura 6.2 – Comparação entre a concentração integrada ao nível do solo observada e simulada para a distância de 200 m da fonte.



Fonte: Autor.

Figura 6.3 – Comparação entre a concentração integrada ao nível do solo observada e simulada para todas as distâncias da fonte.

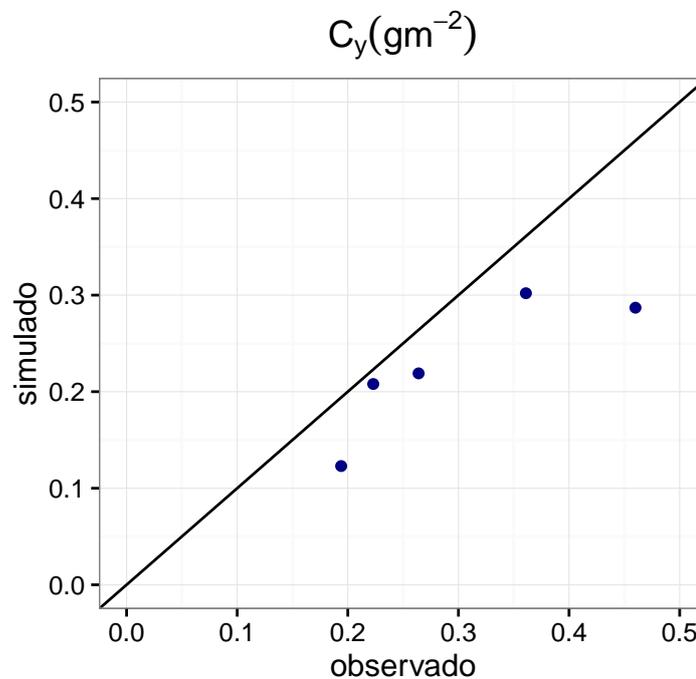


Fonte: Autor.

A Figura 6.4 apresenta a comparação de C_y para os 5 experimentos de GRAZ. A observação desta figura mostra que os valores são levemente subestimados. Porém, os valores de C_y apresentam boa concordância com os valores observados. A Figura 6.5 mostra a comparação entre os valores simulados e observados de concentração máxima (C_{max}) para os 5 experimentos de GRAZ. Pode ser visto nesta figura, que os valores de concentração máxima para o arco de 50 m são bem reproduzidos pelo modelo proposto.

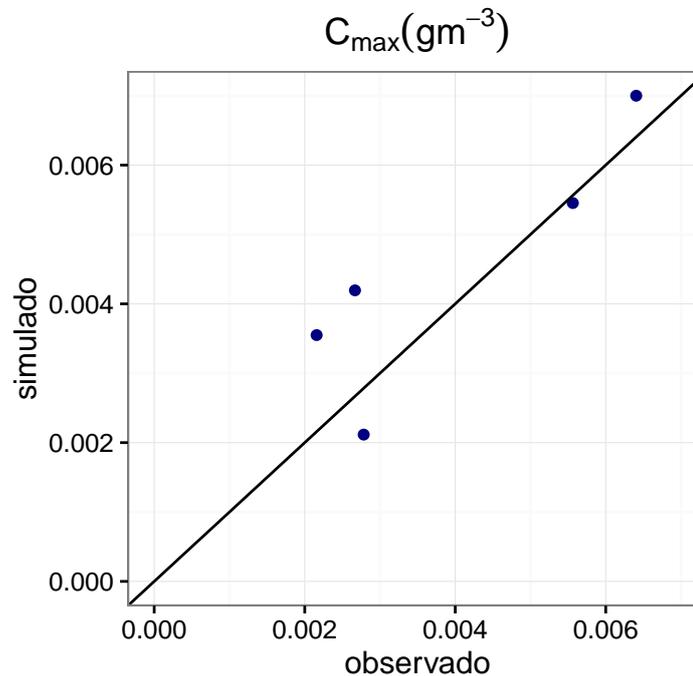
Em condições de vento fraco, muito estáveis, a influência da topografia é observada nos movimentos locais. Desta forma, o modelo proposto pode ser também aplicado para simular a dispersão de contaminantes em um terreno não homogêneo.

Figura 6.4 – Comparação entre a concentração integrada observada e simulada para os 5 experimentos de GRAZ.



Fonte: Autor.

Figura 6.5 – Comparação entre a concentração máxima observada e simulada para os 5 experimentos de GRAZ.



Fonte: Autor.

As concentrações máximas de poluentes e as concentrações integradas ao nível do solo, para todos os experimentos de GRAZ, apresentam uma boa concordância entre o valor simulado e observado. Estes resultados indicam que o modelo proposto consegue descrever com boa precisão a dispersão de poluentes próximo à fonte. O estudo de Oettl, Almbauer e Sturm (2001), sugere que, o meandro apresenta grandes efeitos na dispersão de contaminantes, especialmente próximos da fonte de emissão e, de acordo com Anfossi et al. (2006) e Sharan, Modani e Yadav (2003), as concentrações próximas da fonte, quando as oscilações de vento não são descritas de forma correta pelo modelo, podem ser significativamente superestimadas.

Os índices estatísticos propostos por Hanna (1983) são apresentados na Tabela 6.1. Estes índices, calculados para os experimentos de GRAZ, corroboram os resultados mostrados nas Figs. 6.5 e 6.4. O desempenho estatístico revela que todos os índices estão dentro de faixas aceitáveis com magnitudes de NMSE (Erro Quadrático Médio Normalizado), FB (Desvio Fracional) e FS (Desvio Fracional Padrão) próximas de zero e R (Coeficiente de Correlação) e FA2 (Fator de 2) próximos de 1.

Tabela 6.1 – Índices estatísticos avaliados para as simulações referentes aos experimentos de GRAZ.

	<i>NMSE</i>	<i>R</i>	<i>FA2</i>	<i>FB</i>	<i>FS</i>
C_y	0.11	0.86	1	0.27	0.4
C_{max}	0.05	0.87	1	-0.13	0.03

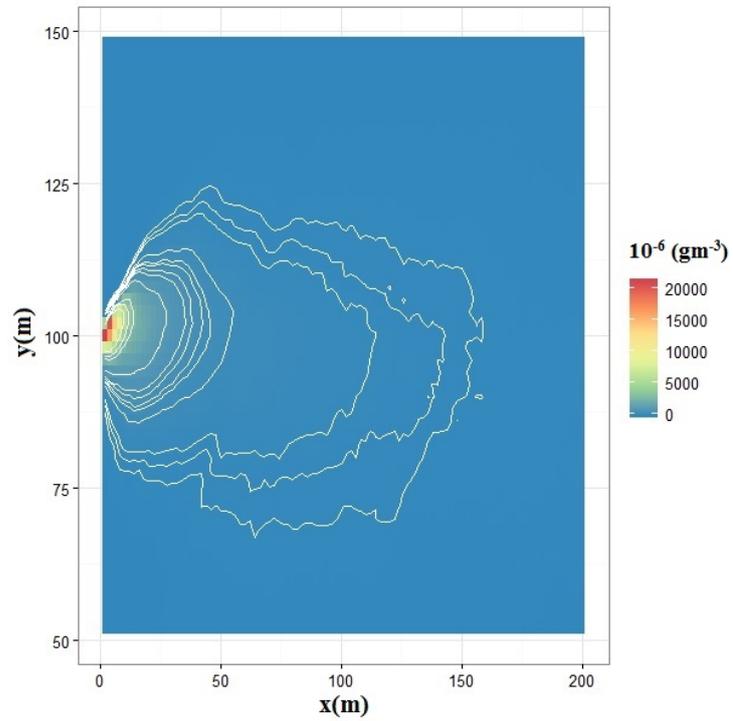
Fonte: Autor.

As Figuras 6.6 e 6.7 mostram, para uma estratificação estável, o efeito dos diferentes valores dos parâmetros p e q no espalhamento da pluma. Para a simulação apresentada na Figura 6.6 foi considerado os parâmetros meteorológicos e os valores de p e q apresentados nas Tabelas 4.5 e 4.4, para o experimento 3 de GRAZ. Estes resultados foram obtidos para uma fonte pontual a uma altura de 1,5 m . Para o caso apresentado na Figura 6.7 a simulação foi realizada, considerado as velocidades a 2 e 4 m de altura de 1.7 e 2.0 ms^{-1} , respectivamente, $q = 0 s^{-1}$ e $p = 0.03513 s^{-1}$. As trajetórias das partículas foram rastreadas e as concentrações foram obtidas por contagem em células com dimensões 3 $m \times 3 m$ e 1 m de altura. Para ambas as simulações (Figuras 6.6 e 6.7) foram usadas as mesmas configurações para o tempo de simulação.

Na Figura 6.6 é exibido o efeito do meandro na propagação de pluma. Pode ser visto um aumento na dispersão lateral da pluma de contaminantes próximo da fonte. Por outro lado, para o caso em que a velocidade do vento é mais alta (Figura 6.7), os efeitos de submeso tendem a desaparecer com a presença da turbulência. Portanto, quando não há oscilações associadas aos movimentos de submeso, a dispersão horizontal é fortemente relacionada com a intensidade da mistura turbulenta.

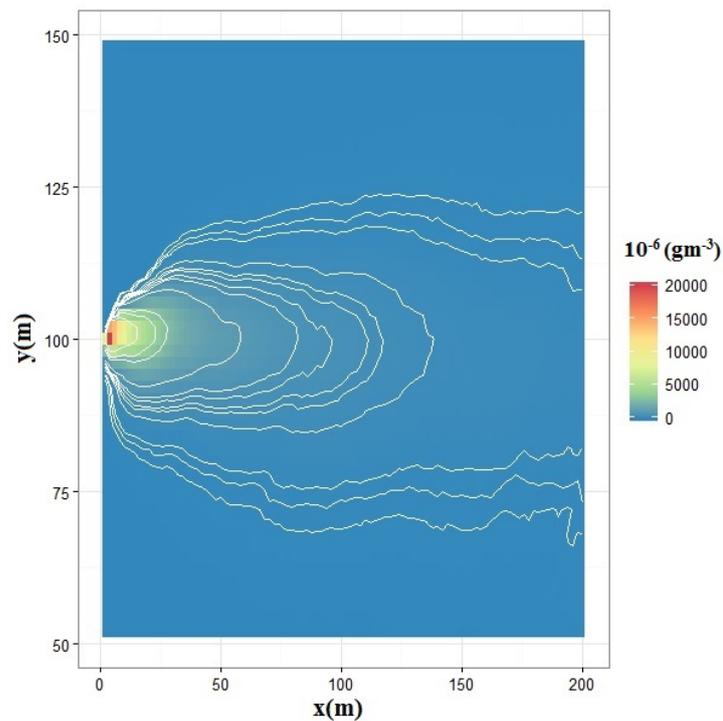
Realizando a subtração entre os campos de concentração apresentados nas Figuras 6.6 e 6.7 é possível visualizar na Figura 6.8 a diferença entre o campo de concentração de ambas situações modeladas. Esta diferença deve-se ao movimento ondulatório da pluma de contaminantes causado pelo meandro, uma vez que a turbulência espalha os poluentes em torno da pluma (ANFOSSI et al., 2005).

Figura 6.6 – Exemplo da concentração simulada, com efeito de meandro, para o experimento 2 de GRAZ projetada no plano xy.



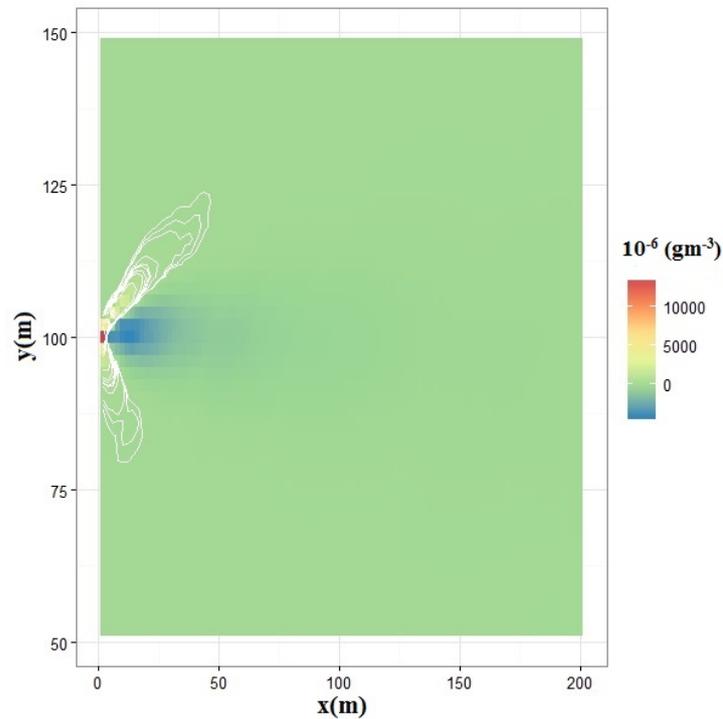
Fonte: Autor.

Figura 6.7 – Exemplo da concentração simulada para uma condição de vento 1.7 m s^{-1} , com o efeito de meandro.



Fonte: Autor.

Figura 6.8 – Diferença entre o campo de concentração para ambas situações modeladas



Fonte: Autor.

A principal característica da dispersão provocada pelo meandro do vento, em situações de vento fraco, é a dispersão de contaminantes em um amplo setor angular (LUHAR, 2012; ANFOSSI et al., 2006). Do ponto de vista físico, os lóbulos negativos das Figs. 4.3 e 4.4 indicam um comportamento anticorrelacionado nas partículas de fluido. Isto significa que para diferenças de tempo razoavelmente pequenas a direção do vento ocupou grandes posições angulares. Este efeito é responsável pela dispersão horizontal aumentada que ocorre próximo da fonte de contaminante e evidenciada na Fig. 6.8.

A influência do meandro na propagação de plumas de contaminantes em experimentos, nos quais traçadores são liberados, depende fortemente da velocidade média do vento (VICKERS; MAHRT; BELUŠIĆ, 2008). Este fato pode ser visto nas Figuras 6.6, 6.7 e 6.8, pois quando o vento é mais forte a pluma de contaminantes possui menos tempo para se dispersar devido a turbulência. Por outro lado, devido as oscilações de baixas frequências do vento, em situações de vento fraco, a pluma de contaminantes pode mudar sua direção de propagação em curtos intervalos de tempo antes de chegar nos receptores fixos que medem a concentração de contaminantes.

Estudos mostram que o meandro pode ser encontrado em todas as condições de estabilidade atmosférica (MORTARINI et al., 2016b; ANFOSSI et al., 2005). Porém, seu efeito sobre a dispersão é evidenciado durante condições estáveis de baixa velocidade do vento (ANFOSSI et al., 2005), como mostrado na Figura 6.6. Nesta condição particular de escoamento, a turbulência em pequena escala é fraca e o meandro é o principal

responsável por dispersar os contaminantes em um vasto setor angular.

Considerando-se a dificuldade de descrever a difusão de contaminantes, em condições estáveis, na presença do meandro do vento horizontal, que dispersa a pluma horizontalmente em um vasto setor angular, o modelo proposto foi capaz de levar em conta esta dispersão reforçada.

7 CONCLUSÃO

O modelo proposto segue a metodologia proposta por Carvalho e Vilhena (2005), os quais modelam a dispersão reforçada pelo meandro do vento horizontal, a partir da equação de Langevin e da forma funcional da função de autocorrelação de Frenkiel (1953). Diferentemente, propomos utilizar a função de autocorrelação sugerida por Moor et al. (2015) e uma $f(\tau)$ obtida empiricamente.

Neste estudo, um modelo de partículas Lagrangiana foi desenvolvido para estudar o fenômeno de dispersão reforçada provocado pelo meandro. O modelo proposto foi avaliado e testado com os dados de concentração coletados em um terreno homogêneo (INEL) e não homogêneo (GRAZ). Os parâmetros p e q , empregados no modelo, foram obtidos dos dados observacionais de vento coletados nos experimentos acima descritos.

O meandro do vento possui a característica de dispersar contaminantes em torno da linha central. Portanto, avaliar a concentração integrada ao nível do solo fornecerá informações sobre o espalhamento da pluma. Os resultados obtidos reproduziram satisfatoriamente os dados observados de concentração integrada ao nível do solo e as principais características da pluma de contaminantes. O modelo proposto pode ser aplicado para avaliar a dispersão em terrenos complexos, apresentando boa precisão para estimar as concentrações máximas próximas da fonte.

Quando as velocidades médias do vento são maiores do que aquelas que normalmente ocorrem o fenômeno de meandro, a pluma de contaminantes possui menos tempo para dispersar-se horizontalmente, uma vez que a difusão de contaminantes ocorre principalmente pelo efeito da turbulência. Diferentemente, em situações de vento fraco, torna-se difícil definir uma direção preferencial de propagação da pluma de contaminantes e, neste caso, o meandro é o principal responsável pela dispersão horizontal na região próxima da fonte.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ACEVEDO, O. C. et al. Estudo da turbulência atmosférica noturna sobre coxilhas (estancia). parte 2. **Ciencia e Natura**, Universidade Federal de Santa Maria-Centro de Ciências Naturais e Exatas, v. 35, p. 392, 2013.

ANDRÉ, J.; MAHRT, L. The nocturnal surface inversion and influence of clear-air radiative cooling. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 39, n. 4, p. 864–878, 1982.

ANFOSSI, D. et al. Tracer dispersion simulation in low wind speed conditions with a new 2d langevin equation system. **Atmospheric Environment**, Elsevier, v. 40, n. 37, p. 7234–7245, 2006.

_____. Comparison among empirical probability density functions of the vertical velocity in the surface layer based on higher order correlations. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 82, n. 2, p. 193–218, 1997.

_____. An analysis of sonic anemometer observations in low wind speed conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 114, n. 1, p. 179–203, 2005.

ARYA, P. S. **Introduction to micrometeorology**. [S.l.]: Academic press, 2001. v. 79.

BOYCE, W. E. D. et al. **Elementary differential equations and boundary value problems. Ecuaciones diferenciales y problemas con valores en la frontera**. [S.l.: s.n.], 2004.

BRUSASCA, G.; TINARELLI, G.; ANFOSSI, D. Particle model simulation of diffusion in low wind speed stable conditions. **Atmospheric Environment. Part A. General Topics**, Elsevier, v. 26, n. 4, p. 707–723, 1992.

CARVALHO, J. C.; VILHENA, M. T. M. D. Pollutant dispersion simulation for low wind speed condition by the ils method. **Atmospheric Environment**, Elsevier, v. 39, n. 34, p. 6282–6288, 2005.

CARVALHO, J. C.; VILHENA, M. T. M. de; THOMPSON, M. An iterative langevin solution for turbulent dispersion in the atmosphere. **Journal of computational and applied mathematics**, Elsevier, v. 206, n. 1, p. 534–548, 2007.

CARVALHO, J. da C. et al. Parameterization of meandering phenomenon in a stable atmospheric boundary layer. **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, Elsevier, v. 368, n. 1, p. 247–256, 2006.

CASTELLI, S. T. et al. Experimental investigation of surface-layer parameters in low wind-speed conditions in a suburban area. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 140, n. 683, p. 2023–2036, 2014.

CAUGHEY, S. J. Observed characteristics of the atmospheric boundary layer. In: **Atmospheric turbulence and air pollution modelling**. [S.l.]: Springer, 1982. p. 107–158.

CAVA, D. et al. A wavelet analysis of low wind speed submeso motions in a nocturnal boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, 2016.

CHIBA, O. e. a. Stability dependence of the vertical wind velocity skewness in the atmospheric surface layer. *Journal of Meteorological Society Japan*, 1978.

CIRILLO, M. C.; POLI, A. A. An intercomparison of semiempirical diffusion models under low wind speed, stable conditions. **Atmospheric Environment. Part A. General Topics**, Elsevier, v. 26, n. 5, p. 765–774, 1992.

DEGRAZIA, G. et al. Turbulence parameterization for pbl dispersion models in all stability conditions. In: **Air Pollution Modeling and Its Application XIII**. [S.l.]: Springer, 2000. p. 745–746.

DEGRAZIA, G. A. et al. Eddy diffusivities for the convective boundary layer derived from les spectral data. **Atmospheric Pollution Research**, Elsevier, v. 6, n. 4, p. 605–611, 2015.

DIAS, N. L.; BRUTSAERT, W.; WESELY, M. L. Z-less stratification under stable conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 75, n. 1-2, p. 175–187, 1995.

FERRERO, E.; ANFOSSI, D. Comparison of pdfs, closure schemes and turbulence parameterisations in lagrangian stochastic models. **International Journal of Environment and Pollution**, Inderscience Publishers, v. 9, n. 4, p. 384–410, 1998.

FRENKIEL, F. Flow field of homogeneous turbulence¹. **Advances in applied mechanics**, Academic Press, v. 3, p. 61, 1953.

GARRATT, J. et al. The atmospheric boundary layer. cambridge atmospheric and space science series. **Cambridge University Press, Cambridge**, v. 416, p. 444, 1992.

GIFFORD, F. Statistical properties of a fluctuating plume dispersion model. **Advances in geophysics**, Elsevier, v. 6, p. 117–137, 1959.

GOULART, A. G. et al. Theoretical considerations of meandering winds in simplified conditions. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 125, n. 2, p. 279–287, 2007.

HANNA, S. R. Lateral turbulence intensity and plume meandering during stable conditions. **Journal of Climate and Applied Meteorology**, v. 22, n. 8, p. 1424–1430, 1983.

HINZE, J. O. **1975 Turbulence**. [S.l.]: McGraw-Hill, 1972.

HOOVER, J. D. et al. Submeso motions within the stable boundary layer and their relationships to local indicators and synoptic regime in moderately complex terrain. **Journal of Applied Meteorology and Climatology**, v. 54, n. 2, p. 352–369, 2015.

INNOCENTINI, V. A successive substitution method for the evaluation of trajectories approximating the parcel path by a linear function of space and time. **Monthly weather review**, v. 127, n. 7, p. 1639–1650, 1999.

KENDALL, M.; STUART, A. Chapt. 12: Cumulants of sampling distributions. **The advanced theory of statistics**, MacMillan Publishing New York, v. 1, p. 293–328, 1977.

LUHAR, A. K. Lagrangian particle modeling of dispersion in light winds. **Lagrangian Modeling of the Atmosphere**, Wiley Online Library, p. 37–52, 2012.

MAHRT, L. Stratified atmospheric boundary layers. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 90, n. 3, p. 375–396, 1999.

_____. Stably stratified atmospheric boundary layers. **Annual Review of Fluid Mechanics**, Annual Reviews, v. 46, p. 23–45, 2014.

MANGIA, C. et al. Evaluation of a new eddy diffusivity parameterisation from turbulent eulerian spectra in different stability conditions. **Atmospheric Environment**, Elsevier, v. 36, n. 1, p. 67–76, 2002.

MANOMAIPHIBOON, K.; RUSSELL, A. Evaluation of some proposed forms of lagrangian velocity correlation coefficient. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 24, n. 5, p. 709 – 712, 2003. ISSN 0142-727X. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0142727X03000651>>.

MARTINS, L. G. et al. Comparing meandering parameters from the distinct autocorrelation functions. **American Journal of Environmental Engineering**, Scientific & Academic Publishing, v. 6, n. 4A, p. 116–118, 2016.

MONIN, A.; OBUKHOV, A. **BASIC LAWS OF TURBULENT MIXING IN THE GROUND LAYER OF THE ATMOSPHERE (OSNOVNE ZAKONOMERNOSTI TURBULENTNOGO PEREMESHIVANIYA V PRIZEMNOM SLOE ATMOSFERE)**. [S.l.], 1959.

MOOR, L. et al. Proposal of a new autocorrelation function in low wind speed conditions. **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, Elsevier, v. 438, p. 286–292, 2015.

MOREIRA, D. M.; TIRABASSI, T.; CARVALHO, J. C. Plume dispersion simulation in low wind conditions in stable and convective boundary layers. **Atmospheric environment**, Elsevier, v. 39, n. 20, p. 3643–3650, 2005.

MORTARINI, L.; ANFOSSI, D. Proposal of an empirical velocity spectrum formula in low-wind speed conditions. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 141, n. 686, p. 85–97, 2015.

MORTARINI, L. et al. Temperature auto-correlation and spectra functions in low-wind meandering conditions. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, 2016.

_____. Characterization of wind meandering in low-wind-speed conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, p. 1–18, 2016.

MURGATROYD, R. Estimations from geostrophic trajectories of horizontal diffusivity in the mid-latitude troposphere and lower stratosphere. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 95, n. 403, p. 40–62, 1969.

NIEUWSTADT, F. T. The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 41, n. 14, p. 2202–2216, 1984.

OETTL, D.; ALMBAUER, R. A.; STURM, P. J. A new method to estimate diffusion in stable, low-wind conditions. **Journal of Applied Meteorology**, v. 40, n. 2, p. 259–268, 2001.

OETTL, D. et al. A new hypothesis on meandering atmospheric flows in low wind speed conditions. **Atmospheric Environment**, Elsevier, v. 39, n. 9, p. 1739–1748, 2005.

PHILLIPS, P.; PANOFSKY, H. A re-examination of lateral dispersion from continuous sources. **Atmospheric Environment (1967)**, Elsevier, v. 16, n. 8, p. 1851–1859, 1982.

PIMENTEL, L. et al. Assessment of the unified analytical solution of the steady-state atmospheric diffusion equation for stable conditions. In: THE ROYAL SOCIETY. **Proc. R. Soc. A**. [S.l.], 2014. v. 470, n. 2167, p. 20140021.

QIAN, W.; VENKATRAM, A. Performance of steady-state dispersion models under low wind-speed conditions. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 138, n. 3, p. 475–491, 2011.

RODEAN, H. C. **Stochastic Lagrangian models of turbulent diffusion**. [S.I.]: Springer, 1996. v. 45.

SAGENDORF, J.; DICKSON, C. **Diffusion under low wind-speed**. [S.I.], 1974.

SEINFELD, J.; PANDIS, S. **Atmospheric Chemistry and Physics**, 1326 pp. [S.I.]: John Wiley, Hoboken, NJ, 1998.

SHARAN, M.; MODANI, M.; YADAV, A. Atmospheric dispersion: An overview of mathematical modelling framework. **PROCEEDINGS-INDIAN NATIONAL SCIENCE ACADEMY PART A**, INDIAN NATIONAL SCIENCE ACADEMY, v. 69, n. 6, p. 725–744, 2003.

SHARAN, M.; YADAV, A. K.; SINGH, M. Comparison of sigma schemes for estimation of air pollutant dispersion in low winds. **Atmospheric Environment**, Elsevier, v. 29, n. 16, p. 2051–2059, 1995.

SINGH, M.; YADAV, A. K. et al. Mathematical model for atmospheric dispersion in low winds with eddy diffusivities as linear functions of downwind distance. **Atmospheric Environment**, Elsevier, v. 30, n. 7, p. 1137–1145, 1996.

STEENEVELD, G.; HOLTSLAG, A. Meteorological aspects of air quality. **Air Quality in the 21st Century**, Nova Science Publishers, Inc., p. 67–114, 2009.

STULL, R. **An Introduction to Boundary Layer Meteorology**. Madson: Kluwer Academic Publishers, 1988. 666 p.

SZINVELSKI, C. R. et al. Semi-analytical solution of the asymptotic langevin equation by the picard iterative method. **Environmental Modelling & Software**, Elsevier, v. 21, n. 3, p. 406–410, 2006.

TAYLOR, G. I. Diffusion by continuous movements. **Proc. London Math. Soc**, v. 20, n. 1, p. 196–212, 1922.

TEAM, R. C. **R: A Language and Environment for Statistical Computing**. Vienna, Austria: R Foundation for Statistical Computing; 2014. R Foundation for Statistical Computing. [S.I.]: ISBN 3-900051-07-0. <http://www.R-project.org>, 2015.

TENNEKES, H. Similarity relations, scaling laws and spectral dynamics. In: **Atmospheric turbulence and air pollution modelling**. [S.I.]: Springer, 1984. p. 37–68.

THOMSON, D. Criteria for the selection of stochastic models of particle trajectories in turbulent flows. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge Univ Press, v. 180, p. 529–556, 1987.

TIMM, A. U. et al. Employing turbulent and meandering time scales to modeling the contaminants enhanced horizontal dispersion. **Atmospheric Research**, Elsevier, v. 93, n. 4, p. 811–817, 2009.

TIRABASSI, T. **Mathematical air pollution models: Eulerian models**. [S.I.]: Air pollution and turbulence modeling and application, D. Moreira and M. Vilhena, pp.(131-155), CRC press, 2010.

VICKERS, D.; MAHRT, L.; BELUŠIĆ, D. Particle simulations of dispersion using observed meandering and turbulence. **Acta Geophysica**, v. 56, n. 1, p. 234–256, 2008.

ZANNETTI, P. Air pollution modeling, computational mechanics publications. **Southampton Boston**, 1990.

ZILITINKEVICH, S. On the determination of the height of the ekman boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 3, n. 2, p. 141–145, 1972.