

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

**Evolução da camada limite planetária para dispersão de poluentes pelo método
da GILTT**

por

Franco Caldas Degrazia

Dissertação para obtenção do Título de
Mestre em Engenharia

Porto Alegre, Dezembro de 2005

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

Evolução da camada limite planetária para dispersão de poluentes pelo método da GILTT

por

Franco Caldas Degrazia

Dissertação submetida ao Corpo Docente do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, PROMEC, da Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos necessários para a obtenção do Título de

Mestre em Engenharia

Área de Concentração: Fenômenos de Transporte

Orientador: Prof. Dr. Marco Tullio Menna Barreto de Vilhena

Co-Orientador: Prof. Dr. Gervásio Annes Degrazia

Aprovada por:

Prof. Dr. Tiziano Tirabassi, (ISAC/Itália)

Prof. Dr. Bardo Bodmann (UFRGS/RS)

Prof. Dr. Paulo Schneider (UFRGS/RS)

Prof. Dr. Flávio Lorini
Coordenador do PROMEC

Porto Alegre, 12 de Dezembro de 2005

AGRADECIMENTOS

Agradeço

A minha mãe Alice pela valiosa educação;

Aos meus irmãos Ramiro e Vitório pelo incentivo e apoio;

A minha querida Erika pela compreensão e companheirismo;

Ao professor Marco Tullio M. B. de Vilhena pelo conhecimento transmitido e pela valiosa orientação prestada;

Ao professor Gervásio Annes Degrazia pela amizade e sugestões enriquecedoras que foram decisivas para a obtenção dos resultados finais deste trabalho;

Ao PROMEC representado em seu corpo de funcionários e docentes;

E a todos que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho.

RESUMO

Evolução da camada limite planetária para dispersão de poluentes pelo método da GILTT

O objetivo deste trabalho é obter os parâmetros turbulentos para o crescimento da camada limite planetária (CLP), durante a realização do experimento Olad (*Overland along wind dispersion experiment*), conduzido na transição da noite para o dia. Nesta hora a CLP exibe uma altura, geralmente, pequena, disponibilizando pouco volume para a dispersão dos poluentes. Assim, concentrações superficiais elevadas podem ocorrer, atacando materiais, plantas e a saúde da população. Logo, conhecer os parâmetros do crescimento é de fundamental importância para o correto modelamento da dispersão atmosférica ao amanhecer. A validação dos parâmetros é realizada a partir da solução da equação da difusão-advecção bidimensional, pelo método da GILTT (*Generalized Integral Laplace Transform Technique*). São empregados coeficientes de difusão turbulenta (problema de fechamento) dependentes da estabilidade atmosférica. As concentrações superficiais tridimensionais são obtidas através do espalhamento lateral da pluma com distribuição gaussiana. Apresentam-se os resultados numéricos e estatísticos, comparando os resultados obtidos com os dados experimentais. O modelo proposto mostrou-se aceitável em relação aos dados do experimento.

ABSTRACT

Evolution of planetary boundary layer and pollutant dispersion simulation with GILTT

The goal of this work is to obtain turbulent parameters for growing of the planetary boundary layer (PBL), considering the Olad experiment (Overland alongwind dispersion Experiment), designed for observing night/day transition. For the experiment, the PBL has low height, implying in a small volume pollutant dispersion. From this consideration, high ground concentrations can occur, having an impact on human health, materials and plants. Therefore, the knowledge of the parameters for determining the growing of the PBL in the early morning has main role for the dispersion modelling. The process is simulated by a bidimensional advection-diffusion equation, where the GILTT (Generalized Integral Laplace Transform Technique) method is employed. The first order closure is applied. The eddy diffusivity depends on the atmospheric stability. The ground concentration is obtained from the lateral scattering of the plume by the gaussian distribution. Numerical results and some are presented. Some statistical computations are performed to measure the agreement between model data against the experimental data. The model produces acceptable results in comparison to the data from the experiment.

ÍNDICE

1	Introdução	1
1.1	Revisão bibliográfica	2
2	Descrição do experimento	6
3	Camada Limite Planetária <i>CLP</i>	9
3.1	Neutralidade, Estabilidade e Instabilidade Atmosférica	9
3.2	Estrutura da camada limite planetária <i>CLP</i>	11
3.3	Camada limite residual <i>CLR</i>	11
3.4	Zona de entranhamento	12
3.5	Camada superficial (<i>CS</i>)	12
3.6	Camada Limite Neutra <i>CLN</i>	14
3.7	Camada Limite Instável ou Camada Limite Convectiva <i>CLC</i>	14
3.8	Camada Limite Estável <i>CLE</i>	16
4	Variáveis Micrometeorológicas	18
4.1	Variáveis micrometeorológicas	18
4.2	Relações de fluxos e perfis	21
4.3	Determinação do comprimento de Monin-Obukhov <i>L</i>	24
5	Modelo matemático	27
5.1	Equação governante no processo dispersivo	27
5.2	Determinação do deslocamento lateral σ_y	30
5.3	Método de estimativa da emissão	35
5.4	Coeficientes de Difusão	36
5.5	Índices Estatísticos	37

5.6	Solução via GILTT	38
6	Resultados	44
6.1	Parâmetros de escala do experimento Olad	44
6.2	Desvios padrões da velocidade do vento σ_v	47
6.3	Emissões para o modelo proposto	48
6.4	Resultados numéricos da simulação	48
7	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	53
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	54

LISTA DE SÍMBOLOS

1. Caracteres Arábicos

A_1	constante
A_v	constante
B	matriz de coeficientes do problema transformado
B_1	constante
B^*	operador diferencial genérico
B_v	constante
\bar{c}	concentração média de um contaminante passivo (g/m^3)
\bar{c}^y	concentração média integrada lateralmente ao vento (g/m^2)
$\bar{c}_i(z)$	variável dependente do problema difusivo
C_o	concentrações observadas experimentalmente
C_p	concentrações previstas pelo modelo
C_1	constante
CLC	camada limite convectiva
CLE	camada limite estável
CLN	camada limite neutra
CLP	camada limite planetária
CLR	camada limite residual
CS	camada superficial
CM	camada de mistura
Cor	coeficiente de correlação
C_p	calor específico a pressão constante (JKg/K)
D	matriz diagonal dos autovalores do problema transformado
d	número do dia
D_s	número do dia do mês
E	matriz de coeficientes do problema transformado
f	parâmetro de Coriolis
F	matriz de coeficientes do problema transformado

$Fa2$	fator de dois
Fb	fração de inclinação
Fs	desvio fracional padrão
g	aceleração da gravidade (m/s^2)
H	fluxo de calor latente (W/m^2)
h	altura da camada limite convectiva (m)
h_s	hora angular do sol
H_s	altura da fonte (m)
i	quantidade de dados de uma série temporal
K^+	radiação solar na superfície (W/m^2)
k	constante de Von-Kármán
K_x	coeficiente de difusão na direção x (m^2/s)
K_y	coeficiente de difusão na direção y (m^2/s)
K_z	coeficiente de difusão na direção z (m^2/s)
L	comprimento de Monin-Obukov (m)
L^*	operador diferencial associado ao problema de Sturm-Liouville
L^+	radiação de onda longa proveniente da atmosfera (W/m^2)
L^-	radiação de onda longa perdida para a atmosfera (W/m^2)
m	número de pontos da média móvel
N	número de autovalores
N_i	norma L^2
$Nmse$	erro quadrático médio normalizado
Q	intensidade da fonte (g/s)
Q_*	radiação líquida superficial (W/m^2)
r	coeficiente de reflexão da superfície ou albedo
$R_{\phi\phi}$	função de autocorrelação
SL	longitude solar
S_T	skewness da temperatura
t	tempo (s)
T_{z_2}	temperatura do ar (K)
T_{z_3}	temperatura do ar (K)

u	velocidade do vento na direção x (m/s)
\bar{u}	velocidade média do vento na direção x (m/s)
u_*	velocidade de fricção (m/s)
$\overline{u'w'}$	fluxo turbulento de momentum
v	componente lateral da velocidade do vento (m/s)
\bar{v}	velocidade média do vento lateral (m/s)
v'	velocidade flutuante do vento lateral (m/s)
$\overline{v'w'}$	fluxo turbulento de momentum
w	componente vertical da velocidade do vento (m/s)
w_*	escala de velocidade convectiva (m/s)
$\overline{w'T'}$	fluxo de calor cinemático (Km/s)
x	distância da fonte (m)
X	matriz dos autovetores da matriz F de coeficientes do problema transformado
$Y(x)$	vetor de incógnitas do problema transformado
z	altura acima da superfície (m)
z_0	comprimento de rugosidade aerodinâmico (m)
z/L	parâmetro de estabilidade
z_1	altura de medição (m)
z_2	altura de medição (m)
z_3	altura de medição (m)

2. Caracteres Gregos

β	razão das escalas de tempo Lagrangeana e Euleriana
δ	função delta de Dirac
δ_s	declinação solar
η	constante
γ	constante
γ_d	gradiente neutro ou adiabático (K/m)
$\gamma(0)$	gradiente de temperatura potencial acima da <i>CLP</i>
ι	latitude (<i>rad</i>)
λ_i	autovalor do problema de Sturm-Liouville
λ_w	longitude oeste
μ	constante
ν	constante
Ω	taxa de rotação (s^{-1})
ϕ	variável meteorológica instantânea
$\bar{\phi}$	variável meteorológica média
ϕ'	variável meteorológica flutuante
ϕ_h	função universal da relação entre fluxo de calor e perfil de temperatura
ϕ_m	função universal da relação entre fluxo de momentum e perfil de velocidade
$\phi_{i,m}$	média móvel
ϕ_s	elevação solar
σ_x	deslocamento longitudinal da pluma (m)
σ_y	deslocamento lateral da pluma de poluentes (<i>m</i>)
σ_v	desvio padrão da componente lateral do vento (<i>rad m/s</i>)
σ_v^2	variância da componente lateral do vento
θ	temperatura potencial do ar (<i>K</i>)
θ_0	temperatura potencial do solo (<i>K</i>)
θ_*	escala de temperatura para o fluxo de calor turbulento (Ks^2)
τ	fluxo de momentum ou tensão cisalhante
v	constante

- φ_m função de estabilidade da velocidade do vento
 φ_h função de estabilidade da temperatura
 ς tempo deslocado
 ξ vetor representado por $X^{-1}Y(0)$
 ζ_i autofunção do problema de Sturm-Liouville

ÍNDICE DE FIGURAS

2.1	Mapa do local do teste. As <i>PWIDS</i> são listadas como <i>P1</i> , <i>P2</i> , etc. As <i>SAMS</i> são listadas como <i>S1</i> , <i>S2</i> , etc. O local de liberação de Pibals e Radiosondas é indicado como <i>RP</i> [Chang et al., 2001].	7
3.1	Neutralidade, instabilidade e estabilidade da <i>CLP</i> [Erbrink et al., 1997]	10
3.2	Temperatura em alturas distintas de medição	11
3.3	Evolução temporal da <i>CLP</i> [Stull, 1988]	12
3.4	Perfil de temperatura na <i>CLC</i>	15
3.5	Perfil de temperatura na <i>CLE</i>	17
4.1	Velocidade do vento	19
4.2	Média móvel de 15 minutos	20
4.3	Flutuações da velocidade do vento	21
4.4	Autocorrelação da velocidade do vento	22
4.5	Autocorrelação da velocidade do vento	22
4.6	Função linear para o comprimento inverso de Obhukov	25
5.1	Conversão de fonte em linha para pontual	31
5.2	Direção do vento Olad 12	32
5.3	Média móvel Olad 12	33
5.4	Flutuações da direção do vento Olad 12	34
5.5	Função de autocorrelação das flutuações da direção do vento Olad 12	35
5.6	Deslocamento lateral da pluma	36
5.7	Esquema de determinação da emissão	37
6.1	Crescimento da camada limite planetária	46
6.2	Crescimento da camada convectiva a partir das equações 3.5 e 3.6	47

6.3	Coeficiente de difusão	49
6.4	Coeficiente de difusão	50
6.5	Gráfico de espalhamento das concentrações modeladas	52

ÍNDICE DE TABELAS

6.1	Parâmetros de escala turbulenta olad 1	44
6.2	Parâmetros de escala turbulenta olad 9	45
6.3	Parâmetros de escala turbulenta olad 5	45
6.4	Parâmetros de escala turbulenta olad 12	46
6.5	Deslocamento lateral experimento Olad	47
6.6	Desvio padrão da componente v do vento para os experimento Olad	48
6.7	Desvio padrão e escala tempo lagrangeana, para a componente v do vento para os experimento Olad	48
6.8	Concentrações superficiais médias por linha de amostragem do Experimento Olad, equação (5.19), variando distância e horário de obsevação. Co repre- senta as concentrações observadas experimentalmente.	51
6.9	Avaliação estatística do modelo	51

CAPÍTULO 1

Introdução

Existe uma vasta literatura estabelecendo as características das parametrizações e das simulações da dispersão na camada limite planetária, porém para o crescimento da camada limite convectiva é escarsa. A maioria dos trabalhos focam-se na fase em que convecção é bem desenvolvida, estabelecendo parâmetros e simulações neste contexto. Por exemplo, Tennekes [Tennekes, 1973] propõe um modelo conceitual do tempo requerido para romper a inversão noturna, enquanto Kaimal em 1976 [Kaimal et al., 1976] mostra um típico ciclo diurno do fluxo superficial de calor e espessura da camada limite planetária (*CLP*), porém começando depois do fluxo de calor ser positivo. Wyngaard em 1983 [Wyngaard, 1983] discute a transição ao amanhecer brevemente, mostrando que somente um pequeno fluxo de empuxo é necessário para causar a transição. Portanto, a partir de dados experimentais de estações meteorológicas do *West Desert Test Center (WDTC)*, foram determinados os parâmetros de escala turbulenta, para o crescimento da camada limite planetária. Estes parâmetros descrevem o estado físico da atmosfera próxima ao solo, através de escalas características presentes no campo turbulento. Na transição da noite para o dia, a determinação destes parâmetros é de fundamental importância para simulações de dispersão, pois nesta parte do dia, concentrações elevadas de poluentes podem ocorrer. Geralmente, ao amanhecer, a altura da *CLP* é menor do que ao meio dia, então liberações de poluentes podem provocar concentrações superficiais elevadas, pois o volume de dispersão é menor. Além disso, a partir do momento em que a radiação solar começa a aquecer o solo, circulações verticais de ar formam-se, nos dois sentidos na *CLP*, denominadas de termas, que podem transportar abruptamente o poluente para o solo, fenômeno conhecido como fumigação [Blackadar, 1997]. Então, neste contexto, a estimativa da altura da *CLP* bem como a velocidade das termas dependentes do tempo foram necessárias. Em [Goulart et al., 2005] são sugeridas, parametrizações em função do tempo para o fluxo de calor e velocidade das termas, que influenciam diretamente o crescimento da *CLP*. Em função destas parametrizações foi possível estimar corretamente o crescimento da *CLP*. Uma vez determinados os parâmetros,

a validação destes foi realizada a partir de um modelo matemático que refletiu a dispersão atmosférica ao amanhecer.

Na simulação foram utilizadas a solução da equação da difusão-advecção pelo método da GILTT, coeficientes de difusão (problema de fechamento) dependentes da estabilidade atmosférica e um espalhamento lateral da pluma com distribuição gaussiana de concentração. Foi considerado como uma primeira aproximação a conversão de uma fonte em linha em finitas fontes pontuais contínuas. Os resultados obtidos foram confrontados com dados experimentais do experimento Olad realizado em Dugway, Utah no *WDTC*, sob supervisão do *National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA)*, em setembro de 1997.

A presente dissertação encontra-se estruturada em sete capítulos. O capítulo 2 é dedicado à descrição do experimento de concentração. No capítulo 3, há uma revisão das características da camada limite planetária e de seus parâmetros. As maneiras adotadas para estabelecer os parâmetros de escala são descritas no capítulo 4. No capítulo 5 é apresentado o modelo matemático de poluição atmosférica e o método de solução da equação de difusão-advecção. Neste, faz-se a descrição do método de transformação da fonte em linha do experimento, em finitas fontes pontuais, incluindo as parametrizações turbulentas e os dados estatísticos utilizados no modelo. No capítulo 6, apresentam-se os resultados dos parâmetros de escala, da simulação numérica e os dados estatísticos obtidos com o modelo. Estes resultados são comparados com dados experimentais para validar os parâmetros e o modelo proposto. As conclusões são apresentadas no capítulo 7.

1.1 Revisão bibliográfica

Uma grande variedade de métodos de estimação de parâmetros de escala podem ser encontrados na literatura, e com certeza a mais utilizada é a chamada correlação dos turbilhões (*eddy correlation*) [Moraes e Acevedo, 2004]. Esta técnica consiste em observar os fluxos turbulentos em alta frequência, requerendo o uso de instrumentos que respondam rapidamente às flutuações tridimensionais da velocidade do vento. Mais recentemente, este método é baseado em medidas da velocidade do som (anemômetros sônicos) [Blackadar, 1997]. A partir destes fluxos, determinam-se os parâmetros que se quer obter, como velocidade de

fricção u_* , descrito da seguinte maneira [Moraes et al., 2005]:

$$u_*^2 = (\overline{u'w'}^2 + \overline{v'w'}^2)^{1/2}, \quad (1.1)$$

onde $\overline{u'w'}$ e $\overline{v'w'}$, são os fluxos turbulentos de momentum. Um outro parâmetro é a velocidade convectiva w_* [Stull, 1988], [Moraes et al., 2005]:

$$w_* = \left(\frac{gh}{\overline{T}} \overline{w'T'}\right)^{1/3}, \quad (1.2)$$

onde g é a aceleração da gravidade, h é a altura da *CLP*, \overline{T} é a temperatura do ar e $\overline{w'T'}$ é o fluxo cinemático de calor sensível.

Durante a realização do experimento Olad, o anemômetro sônico falhou, sendo descartada a técnica de correlação dos turbilhões. Assim, em busca de uma maneira de obter os parâmetros turbulentos utilizou-se as relações entre fluxos e perfis (*flux-profile relationships*), criada a partir da teoria de similaridade de Monim-Obukhov ($M - O$), para a camada superficial (*CS*) da atmosfera. Sendo assim, apresenta-se uma revisão sobre alguns destes métodos de determinação dos parâmetros de escala turbulenta encontrados na literatura.

Em Tillman [Tillman, 1972], uma indireta relação entre o parâmetro de estabilidade z/L de $M - O$ e propriedades estatísticas da temperatura é obtida durante condições instáveis da *CLP*, onde L é o comprimento de Monim-Obukhov e z é altura. O skewness de uma única altura de medição de temperatura é usado para determinar z/L ,

$$\frac{z}{L} = -A \exp BS_T, \quad (1.3)$$

onde S_T é o skewness da temperatura e A e B são constantes. A partir desta relação, pode-se determinar os fluxos de momentum e de calor, permitindo estabelecer os parâmetros u_* e w_* .

Venkatram em 1980 [Venkatram, 1980], para uma altura de medição da velocidade do vento na *CS*, estabeleceu relações entre o comprimento L de $M - O$ e u_* , através da análise de dados coletados durante os experimentos de Prairie Grass, Kansas e Minnesota, e juntamente com expressões para a altura h da *CLP*, produziu uma rotina para estimar parâmetros durante condições estáveis, ver seção (4.3).

Em 1983, Holtslag e Van Ulden [Holtslag e Van Ulden, 1983] desenvolveram um método

empírico, para produzir estimativas de fluxos de calor e de momentum, através do balanço superficial de radiação solar, estimando a radiação líquida,

$$Q_* = (1 - r)K^+ + L^+ - L^-, \quad (1.4)$$

onde Q_* é a radiação líquida na superfície, r é o fator de reflexão ou albedo da superfície, K^+ é a radiação solar que chega a superfície, L^+ é a radiação de onda longa que vem da atmosfera e L^- é a radiação de onda longa perdida para a atmosfera. A radiação solar que chega a atmosfera K^+ , é determinada por fórmulas astronômicas da seguinte maneira. Para um certo dia o número do dia (d) pode ser estimado através de

$$d = 30(M - 1) + D_s, \quad (1.5)$$

onde M é o número do mês (1-12) e D_s é o número do dia no mês (1-31). A partir de d a longitude solar SL é determinada

$$SL = 4.871 + 0.0175d + 0.033 \sin(0.0175d), \quad (1.6)$$

onde SL é em radianos. A declinação solar δ_s é

$$\delta_s = \arcsin(0.398 \sin(SL)). \quad (1.7)$$

Usando as estimativas de d e SL podemos estimar a hora angular do sol

$$h_s = -\lambda_w + 0.043 \sin(2SL) - 0.033 \sin(0.0175d) + 0.262t - \pi, \quad (1.8)$$

onde λ_w é a longitude oeste (rad) que determinam a elevação solar ϕ_s ,

$$\sin(\phi_s) = \sin(\delta_s) \sin(\iota) + \cos(\delta_s) \cos(\iota) \cos(h_s), \quad (1.9)$$

para uma determinada localidade, onde ι é a latitude. Nesta formulação para obter K^+ a cobertura de nuvens e a turbidez da atmosfera estão incluídas. Depois de estimado o fluxo de calor H , é possível estimar u_* e L a partir das equações 4.10 e 3.3 por iteração, conhecendo a temperatura do ar T , H , a rugosidade superficial aerodinâmica z_0 e a velocidade do vento u .

Em 1985 Van Ulden e Holstlag [Van Ulden e Holstlag, 1985], para a camada limite convectiva (*CLC*), utilizando o método dos perfis criado a partir da teoria de similaridade de $M - O$, determinaram iterativamente os parâmetros u_* , θ_* e L , com uma altura de medição de velocidade do vento z_1 e de duas alturas de medição de temperatura z_2 e z_3 . Usando no processo iterativo as seguintes expressões:

$$u_* = \frac{ku_{z_1}}{\ln \frac{z_1}{z_0} - \varphi_m\left(\frac{z_1}{L}\right) + \varphi_m\left(\frac{z_0}{L}\right)}, \quad (1.10)$$

$$\theta_* = \frac{k[T_{z_3} - T_{z_2}]}{\ln \frac{z_3}{z_2} - \varphi_h\left(\frac{z_3}{L}\right) + \varphi_h\left(\frac{z_2}{L}\right)}, \quad (1.11)$$

Nestas expressões φ_m e φ_h , são as funções de estabilidade para o fluxo de momentum e calor, respectivamente, enquanto θ_* , é a escala de temperatura para o fluxo de calor turbulento, que também pode ser escrito em função do fluxo de calor e da velocidade de fricção,

$$\theta_* = \frac{H}{kgu_*}, \quad (1.12)$$

assim, substituindo (1.12) em (3.3), definimos uma outra equação para L ,

$$L = \frac{u_*^2 T}{kg\theta_*}, \quad (1.13)$$

utilizada no processo iterativo.

CAPÍTULO 2

Descrição do experimento

O experimento OLAD foi conduzido de 8-25 de setembro de 1997 na localidade de Dugway (*U.S. Army Dugway Proving Ground*), no *West Desert Test Center (Target S)*, que está localizado no centro-oeste do estado de Utah, aproximadamente 1300 m acima do nível do mar. O objetivo principal do teste, foi adquirir informações do deslocamento longitudinal da pluma de poluentes (σ_y) sobre distâncias de 2-20 km. O objetivo secundário do experimento, foi determinar a uniformidade lateral da dispersão da pluma, de uma fonte em linha, perpendicular à direção principal do vento [Biltoft et al., 1999].

O teste foi realizado com a liberação de quantidades conhecidas de SF_6 ao longo de uma linha perpendicular a direção prevalecente do vento. As liberações foram realizadas por sistemas de disseminação montados em um caminhão e um avião. O sistema de disseminação montado no avião produziu uma liberação de 33 kg/min de emissão, por uma distância de 20 km (fonte em linha de 20 km), sobre a linha pontilhada grossa, ver figura (2.1), a 100m do nível do solo. O sistema montado no caminhão produziu a liberação de 1,5 kg/min de emissão, por uma distância de 10 km (fonte em linha de 10 km), sobre a fina linha pontilhada (figura 2.1), a 3m do nível do solo.

A pluma em linha de poluentes foi carregada (advecção) na direção dos analisadores de concentração. As amostras de concentração foram obtidas, usando-se três linhas de amostragem paralelas às fontes em linha, variando de 2 a 20 km. Existiram dois tipos de amostradores de concentração, um formado por bolsas de amostragem, e o outro por analisadores contínuos. As bolsas de amostragem produziram amostras médias de concentrações de 15 minutos, necessárias para a determinação da uniformidade da pluma ao longo da linha de amostragem. Os analisadores contínuos proveram rápida resposta das medições de concentração (próxima a 1 segundo), provendo o detalhamento temporal necessário para definir à chegada da pluma e definir o deslocamento longitudinal da pluma. Geralmente, nas primeiras horas da manhã, a velocidade do vento é baixa. Nestas situações, a direção do vento varia bastante (fenômeno de meandro do vento), logo, o deslocamento da pluma pode não ter uma direção principal

definida. Por isso, para não permitir que a pluma desviasse dos analisadores, optou-se por uma fonte em linha de comprimento suficiente para acomodar o fenômeno do meandro. Por ter o local do teste, Target S, um rumo aberto por 10 km nas direções noroeste e sudeste, com um arranjo de rodovias perpendiculares à direção predominante do vento, provou-se adequado para a realização do teste. Assim, nos testes de fonte baixa as bolsas de amostragem foram dispostas em linha paralelas a fonte, nas distâncias de 2, 5 e 10 km, sobre as finas linhas inteiras, espaçados de 100 em 100 metros. Os analisadores contínuos também foram dispostos nestas rodovias, porém foram montados em veículos que se deslocavam. Nos testes de fonte elevada (100 m), os analisadores foram dispostos nas distâncias de 10,15 e 20 km, sobre as linhas inteiras grossas, com as mesmas configurações do teste de fonte baixa. Ver figura (2.1) do local de teste que mostra os locais de liberação e medição de concentração.

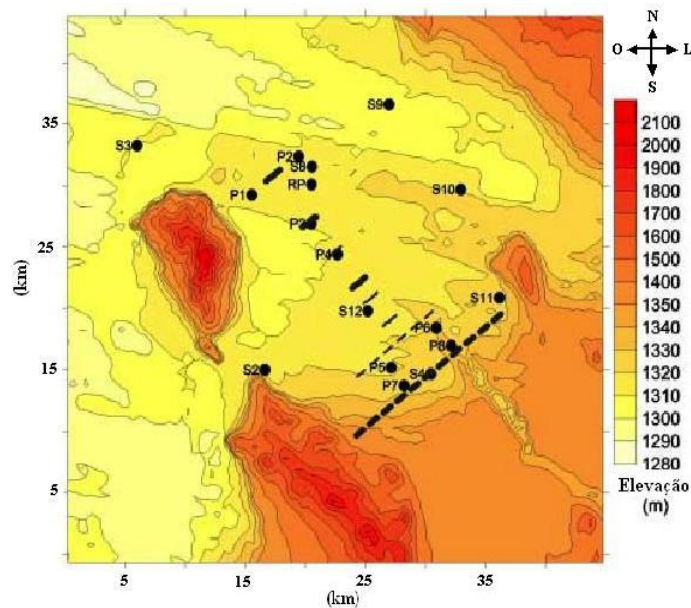


Figura 2.1 – Mapa do local do teste. As *PWIDS* são listadas como *P1*, *P2*, etc. As *SAMS* são listadas como *S1*, *S2*, etc. O local de liberação de Pibals e Radiosondas é indicado como *RP* [Chang et al., 2001].

Para a medição das variáveis micrometeorológicas foram instaladas oito estações de medição, *PWIDS* (*Portable Weather Information and Display System*) e oito estações *SAMS* (*Surface Atmospheric Measurements Systems*). As *PWIDS* obtiveram dados à 2 metros do solo, de velocidade do vento, temperatura, umidade relativa e direção do vento,

com resolução de 10 segundos. Já as estações *SAMS*, proveram medições de velocidade do vento, umidade relativa, direção do vento temperatura, etc, a 10 metros do solo, com resolução de 15 minutos. Além destas estações, foram liberados em horários determinados pelos realizadores, balões meteorológicos (radiosondas, pibals). Neste trabalho, analisaram-se todos os dados de velocidade do vento, direção do vento e temperatura, eliminando-se aqueles com problemas de leitura de medição e descartando as estações que não continham uma série temporal contínua de dados.

Para determinar a rugosidade superficial aerodinâmica do terreno (z_0), foi utilizado o método de inspeção, observando que o solo do local de teste é formado, principalmente, por barro seco liso, com presença escassa de gramas e arbustos. Assim, determinou-se que $z_0 = 0.03$ m.

CAPÍTULO 3

Camada Limite Planetária *CLP*

A camada limite planetária é a região na qual a parte inferior da atmosfera sofre efeitos superficiais (forçantes), através de trocas verticais de calor, momentum, vapor d'água, emissões de poluentes e a influência do terreno sobre o escoamento de ar. Estes forçantes superficiais, pertencem a *CLP*, quando a escala de tempo observacional é de 1 hora ou menos [Stull, 1988]. Neste trabalho será desconsiderado o fluxo vertical de vapor d'água, admitindo o ar atmosférico como seco.

Uma das principais características da *CLP* é a variação diurna de temperatura, provocada pelo aquecimento e resfriamento da superfície da terra. A radiação proveniente do sol é o mecanismo que induz estas variações o que não ocorre em grandes altitudes em relação ao solo. Geralmente, durante o dia esta camada pode atingir de 1-2 km de altura e a noite sua espessura reduz-se drasticamente, podendo ser inferior a 100 metros [Panofsky e Dutton, 1984]. A espessura da *CLP*, denominada h , é a região na qual as propriedades atmosféricas são misturadas.

A responsável por esta mistura, é a turbulência, composta de três mecanismos guiadores, fluxo de momentum, fluxo de calor e parâmetro de empuxo [Venkatram e Wyngaard, 1988]. A partir da interação diária destes mecanismos, pode-se dividir *CLP* em distintos comportamentos de estabilidade.

3.1 Neutralidade, Estabilidade e Instabilidade Atmosférica

A estabilidade atmosférica na *CLP* é definida pelo comportamento da temperatura e de seu gradiente vertical em função da altura. A atmosfera, em uma certa situação, exhibe um gradiente vertical de temperatura, denominado de gradiente neutro ou adiabático $\gamma_d = 0.0098$ K/m . Porém, existem outras duas situações em que a atmosfera exhibe um comportamento diferente da neutralidade, ambas por consequência do balanço superficial de radiação solar (figura 3.1).

Quando a incidência de raios solares aquece o solo terrestre, a radiação que chega

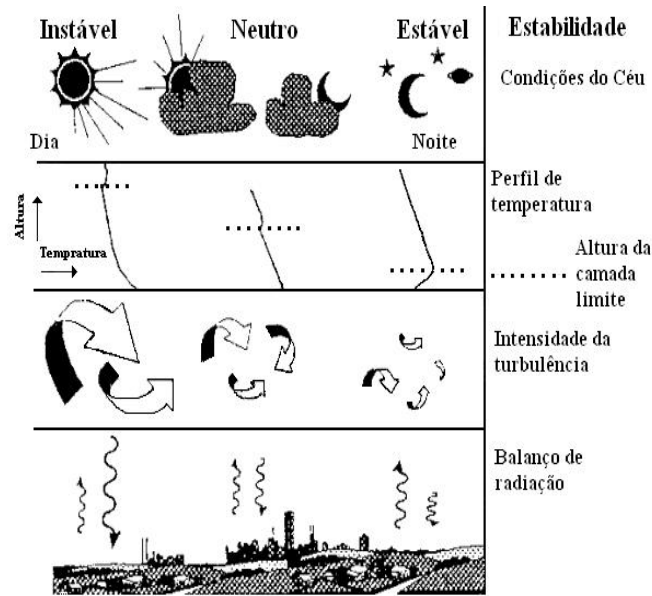


Figura 3.1 – Neutralidade, instabilidade e estabilidade da *CLP*
[Erbrink et al., 1997]

a superfície é maior que a perda, assim parcelas de ar próximas ao solo elevam sua temperatura. Por estarem mais quentes, sua massa específica diminui, tornando-se mais leves, assim forças de empuxo irão acelerá-las para cima, enquanto que parcelas de ar superiores irão descer (mais pesadas), provocando uma mistura ou instabilidade atmosférica. Neste caso o gradiente de temperatura é mais acentuado que o gradiente adiabático. Quando a radiação solar pára de incidir sobre o solo, o balanço indica que radiação que chega a superfície é menor que a perda, portanto esta resfria, assim parcelas de ar próximas ao solo começam a resfriar, amplificando-se até camadas mais elevadas, ficando nas camadas superiores as parcelas de ar mais quentes (leves). Nesta situação o gradiente de temperatura exibe um comportamento diferente do gradiente adiabático, exibindo um comportamento estratificado da temperatura próxima à superfície (figura 3.1), pois parcelas de ar superiores mais quentes não permitem que as parcelas de ar inferiores mudem de posição. Na figura (3.2) pode ser visto o comportamento da temperatura durante as primeiras horas da manhã, em duas alturas distintas de medição, durante a realização do experimento Olad. Vemos que a temperatura à 10 metros, logo no início da manhã, ainda está mais elevada do que a temperatura medida à 2 metros, exibindo a *CS* um comportamento estratificado da temperatura. Posteriormente, quando a radiação solar começa a aquecer o solo, vemos que a

temperatura à 2 metros supera a outra.

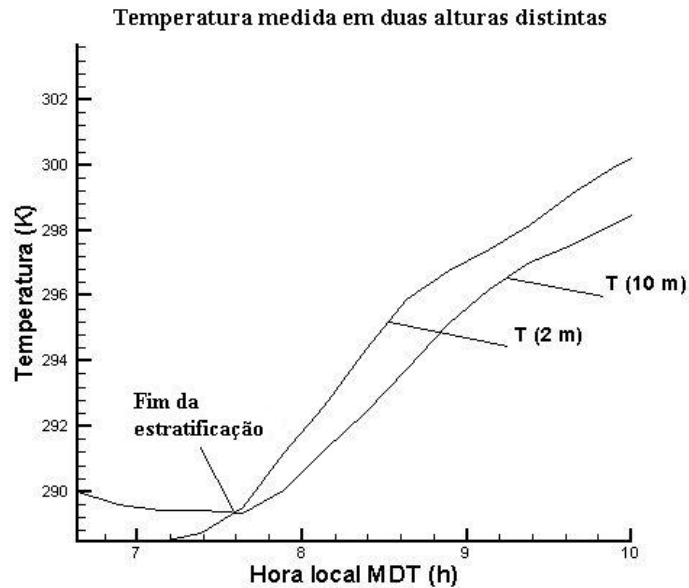


Figura 3.2 – Temperatura em alturas distintas de medição

3.2 Estrutura da camada limite planetária *CLP*

Como a dispersão de poluentes é fortemente influenciada, pelo comportamento da estabilidade atmosférica, é de fundamental importância conhecer a *CLP* e dividi-la em comportamentos distintos de estabilidade durante o período de um dia, (figura 3.3), pois as escalas turbulentas que transportam o poluente variam muito de tamanho conforme a estabilidade. As quatro componentes principais desta estrutura são a **camada limite convectiva** ou de mistura (*CLC*), a **camada limite residual** (*CLR*), a camada limite estável (*CLE*) e a **camada superficial** (*CS*).

3.3 Camada limite residual *CLR*

A *CLR* forma-se por volta de meia hora antes do pôr-do-sol, quando as termas cessam, permitindo que a turbulência decaia. Suas características permanecem as mesmas do decaimento recente da camada convectiva. Esta camada não tem contato com o solo, pois se encontra acima da camada limite estável.

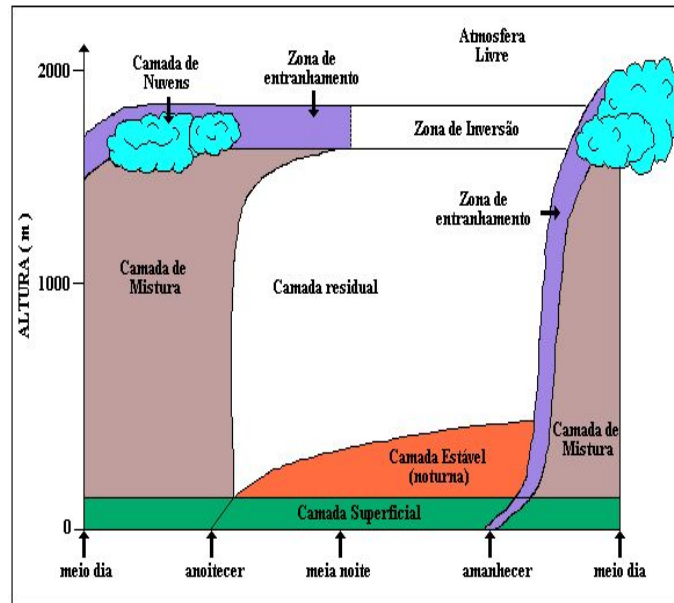


Figura 3.3 – Evolução temporal da CLP [Stull, 1988]

3.4 Zona de entranhamento

A zona de entranhamento está comprometida de $0.8h$ a $1.2h$. Nesta região a estrutura da turbulência pode ser dominada por efeitos de entranhamento, pelas características da capa de inversão e pela atmosfera estável acima. Observações de sondas acústicas revelaram penetrações de termas convectivas vindas de baixo. As escalas da *CLC* não podem assumir um comportamento universal nesta região.

3.5 Camada superficial (*CS*)

A camada superficial é parte inferior da camada limite planetária, imediatamente acima à superfície da terra, onde as variações de fluxo verticais podem ser ignoradas. O fluxo de momentum ou tensão cisalhante é definido por [Holtslag e Nieuwstadt, 1986],

$$\tau = \rho u_*^2, \quad (3.1)$$

onde ρ é a massa específica e u_* é a velocidade de fricção, e o fluxo de calor sensível para ar seco é, [Holtslag e Nieuwstadt, 1986],

$$H = \rho C_p \overline{w'T'}, \quad (3.2)$$

onde $\overline{w'T'}$ é fluxo de calor cinemático e C_p é o calor específico a pressão constante. Nesta camada superficial estes dois fluxos são considerados constantes com a altura e a espessura da CS é aproximadamente 10% da CLP [Panofsky e Dutton, 1984]. A partir destes fluxos superficiais, podem ser determinadas as condições de contorno que refletem o estado físico da CLP . Além disso, como forças mecânicas e térmicas influenciam a turbulência na CS , um método para sobrepor os efeitos destes dois tipos de forças, foi criado por Monin e Obukhov (1954), através da teoria de similaridade [Panofsky e Dutton, 1984]. A essência da similaridade de $M - O$ é a hipótese de que o campo médio e as propriedades turbulentas na CS dependem da altura z e de três mecanismos ou parâmetros guias, fluxo de momentum, fluxo de calor, e faltando expressar o parâmetro de empuxo g/T_0 , onde g é aceleração da gravidade e T_0 é a temperatura superficial. Estes três parâmetros do escoamento definem uma escala de comprimento (comprimento de Monin-Obukhov), definido como [Venkatram e Wyngaard, 1988]:

$$L = -\frac{C_p \rho T u_*^3}{kgH}, \quad (3.3)$$

onde T é a temperatura média do ar, $k = 0,4$ é a constante de Von Karman. L , também pode ser considerado como a altura limite vertical na qual os efeitos mecânicos não podem ser ignorados [Degrazia e Goulart, 2004], e ainda a altura na qual os efeitos mecânicos se igualam aos efeitos de empuxo [Blackadar, 1997]. Logo, a hipótese de $M - O$ está baseada em intuições físico-matemáticas de que uma determinada variável atmosférica, dependente dos parâmetros de $M - O$, quando adimensionalizadas por z , u_* e θ_* , onde θ_* é:

$$\theta_* = \frac{\overline{w'T'}}{u_*} \quad (3.4)$$

torna-se uma função universal de z/L , onde z/L é denominado de parâmetro de estabilidade. A similaridade de $M - O$ tem funcionado bem para comportamentos observados de perfis de vento, temperatura e de variâncias das quantidades turbulentas na CS

[Venkatram e Wyngaard, 1988]. Em condições de fluxo de calor positivo, o valor de L é negativo e quando o fluxo de calor é negativo L é positivo.

3.6 Camada Limite Neutra *CLN*

Em situações de fluxo de calor vertical proveniente do solo igual a zero, que ocorrem em dias de muito vento ou em dias e noites nublados [Panofsky e Dutton, 1984], forma-se a camada limite neutra. Nesta situação o comportamento da temperatura é estratificado de acordo com o gradiente adiabático de temperatura, mencionado anteriormente.

3.7 Camada Limite Instável ou Camada Limite Convectiva *CLC*

Em situações de fluxo de calor proveniente do solo positivo (dias ensolarados), e algum vento, existem dois mecanismos de movimento na *CLP*. Um é a turbulência mecânica, formada pelo cisalhamento do vento em relação à superfície e o outro é a convecção de calor, formado pelo gradiente de temperatura vertical [Panofsky e Dutton, 1984]. Ambos formam a Camada Limite Instável e mantêm a turbulência nela [Batchvarova e Gryning, 1990], com intensidade turbulenta bem maior do que em outras situações de estabilidade (figura 3.1). Valores típicos da espessura h da *CLC* podem variar de 1-2 km no horário de maior fluxo de calor (próximo ao meio dia).

A espessura h é definida como espessura próxima ao solo onde a camada limite exibe um comportamento turbulento bem desenvolvido [Van Ulden e Holtslag, 1985]. Com o perfil de temperatura, obtido por meio de uma radiosonda, é possível determinar h , percebendo a existência de uma pequena estratificação de temperatura (figura 3.4). Porém, como o objetivo deste trabalho é determinar os parâmetros de crescimento da camada convectiva, devemos utilizar uma expressão para o crescimento desta em função do tempo, pois os valores de fluxo durante a manhã variam, conforme o tempo de exposição ao sol. A expressão utilizada, para determinar o crescimento, foi obtida de Goulart em 2005 [Goulart et al., 2005]. Neste artigo é sugerido a expressão de Carson (1973),

$$h(t)^2 = \frac{2(1 + 2\nu)(\overline{w'T'})_0}{\gamma(\beta^2 + \Omega^2)} \exp(-2\beta t) [\exp(\beta t)(\beta \sin(\Omega t) - \Omega \cos(\Omega t) + \Omega)] \quad (3.5)$$

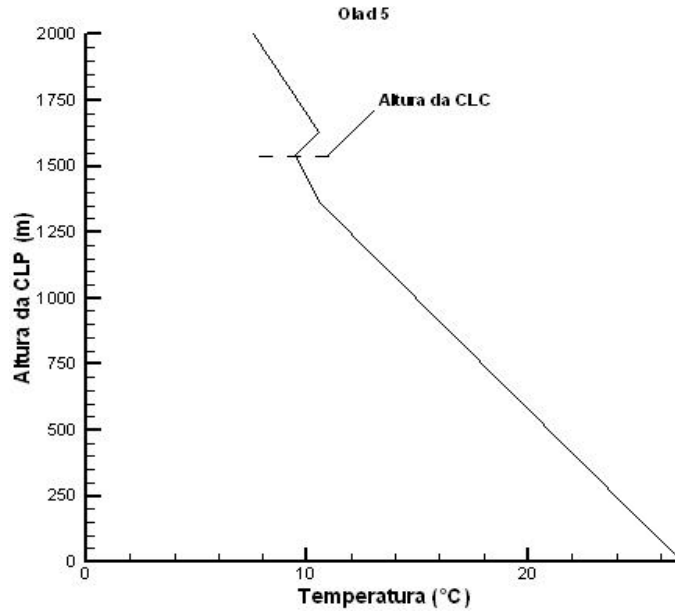


Figura 3.4 – Perfil de temperatura na *CLC*

onde as constantes, $\beta = 18 \cdot 10^3 \text{ Km}^{-1}$, $\gamma = 0.6 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ e $\nu = 0.5$. Nesta expressão $(\overline{w'T'})_0$ é o fluxo cinemático de calor máximo na superfície, quando a *CLC* atinge o comportamento estacionário, próximo ao meio dia. A estimativa deste fluxo foi estabelecida a partir da equação (3.5), quando valores de h se aproximavam de dados observados da altura da *CLC*. Estes dados experimentais de h , foram obtidos por meio de liberações de radiosondas, que forneceram o perfil de temperatura. Este perfil em situações de instabilidade exhibe o comportamento da figura (3.4), onde o tracejado indica altura da camada.

Em [Batchvarova e Gryning, 1990], é apresentado um outro modelo de crescimento para *CLC*, que leva em conta a diferença de temperatura através do topo da camada, incluindo efeitos de turbulência mecânica e convectiva,

$$\left(\left(\frac{h^2}{(1 + 2A_1)h - 2B_1kL} \right) + \frac{C_1 u_*^2 T}{\gamma g [(1 + 2A_1)h - B_1kL]} \right) \frac{dh}{dt} = \frac{(\overline{w'T'})_0}{\gamma} \quad (3.6)$$

onde as constantes, $A_1 = 0.2$, $B_1 = 2.5$ e $C_1 = 8$, são obtidos de Batchvarova e Gryning (1990) e $\gamma(0) = 0.0056 \text{ (K/m)}$ é o gradiente de temperatura potencial acima da camada de mistura, determinado através dos dados de radiosondas do experimento Olad. A altura da camada limite convectiva na equação (3.6), é determinada com auxílio da técnica de diferenças finitas.

Na *CLC*, a escala de velocidade turbulenta característica deixa de ser u_* , dando lugar a velocidade vertical convectiva w_* ou velocidade das termas,

$$w_* = \left(\frac{gHh}{C_p \rho T_0} \right)^{1/3} \quad (3.7)$$

que passa a ter maior importância, quando o fluxo de calor é positivo, na criação da turbulência convectiva. Como as termas são as grandes responsáveis pela dispersão, devemos determinar valores do parâmetro w_* para o crescimento da *CLP*. A maneira adotada foi sugerida por Goulart em 2005, que sugere uma expressão do fluxo de calor $(\overline{w'T'})_t$, dependente do tempo e da rotação da terra para estimar w_* [Goulart et al., 2005],

$$(\overline{w'T'})_t = (\overline{w'T'})_0 \sin \Omega t \quad (3.8)$$

onde Ω é a taxa de rotação da terra. Assim, w_* fica:

$$w_*(t) = \left[\frac{g}{T_0} h(t) (\overline{w'T'})_0 \sin \Omega t \right]^{1/3} \quad (3.9)$$

Numa camada bem desenvolvida, w_* pode atingir, em dias de verão, valores próximos a 2 m/s [Venkatram e Wyngaard, 1988].

3.8 Camada Limite Estável *CLE*

Em noites claras com ventos fracos, quando o fluxo de calor na superfície é proveniente de camadas superiores mais quentes que a superfície (fluxo de calor negativo), forma-se a camada limite estável. Nesta camada, diferentemente da camada convectiva, o cisalhamento é destruído pela estratificação térmica (figura 3.5), pois há uma competição entre cisalhamento e forças de empuxo que tentam manter as parcelas de ar em suas posições originais [Venkatram e Wyngaard, 1988]. Nesta situação, a intensidade turbulenta é muito menor que a encontrada numa *CLC*. Um valor típico da espessura h da *CLE* é 100m. Nesta região, ainda existe turbulência essencialmente mecânica [Panofsky e Dutton, 1984], que não foi suprimida pelo fluxo de calor negativo [Holtslag e Nieuwstadt, 1986]. Uma expressão típica para a espessura da *CLE* é [Panofsky e Dutton, 1984],

$$h = 0.4 \sqrt{\frac{u_* L}{f}} \quad (3.10)$$

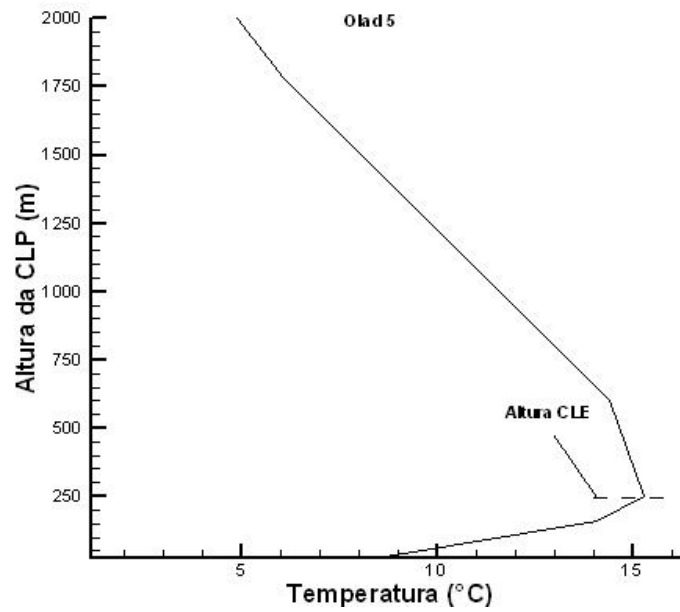


Figura 3.5 – Perfil de temperatura na *CLE*

onde f é o parâmetro de Coriolis, definido por:

$$f = 2\Omega \sin(\iota) \quad (3.11)$$

sendo ι a latitude e Ω é a taxa de rotação da terra. Vemos que nesta expressão a taxa de rotação da terra está presente na expressão de crescimento da CLE, pois a rotação influencia diretamente o mecanismo gerador da turbulência em condições estáveis, responsável também pelo crescimento da CLE [Panofsky e Dutton, 1984].

CAPÍTULO 4

Variáveis Micrometeorológicas

4.1 Variáveis micrometeorológicas

Para analisarmos as características do movimento atmosférico devemos separar as escalas envolvidas no processo de dispersão dos poluentes. Meteorologistas dividem o movimento da atmosfera em três grupos: macroescala, mesoescala e microescala. Os movimentos de macroescala determinam o tempo no globo, com observações variando de um dia até anos. Os movimentos de mesoescala ocorrem em comprimentos horizontais variando de 50-1000 km, como brisas do mar e sistemas de ventos em vales e montanhas. Os movimentos de microescala são as menores escalas contidas na atmosfera. Assim, para observações superficiais, médias em torno de 1 hora ou menos são recomendadas para separar processos de microescala de macroescala [Panofsky e Dutton, 1984]. Quando temos uma variável meteorológica, podemos decompô-la numa parte média temporal ou espacial, mais a parte flutuante sobreposta a média:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi'. \quad (4.1)$$

Na camada limite planetária, a parte média $\bar{\phi}$ representa as circulações de mesoescala, não associadas a turbulência, somadas às flutuações ϕ' que incluem os movimentos de microescala. Durante a realização do experimento, as estações meteorológicas foram espalhadas pelo local do teste. Devido a isso, foi necessário compor um único sinal representativo de velocidade do vento, temperatura e direção do vento entre todas as estações. Neste sinal da variável meteorológica ϕ (figura 4.1), percebemos a existência de duas escalas características. A principal que pode transportar poluentes por quilômetros, caracterizada por lentas flutuações (oscilações horizontais), com períodos a partir de minutos, podendo durar horas [Anfossi et al., 2005], denominada de circulações de mesoescala (meandro) e a secundária, com rápidas flutuações com períodos inferiores às lentas flutuações, que transporta poluentes localmente. Assim, para obtermos parâmetros de escala, deste tipo de sinal, devemos dispor

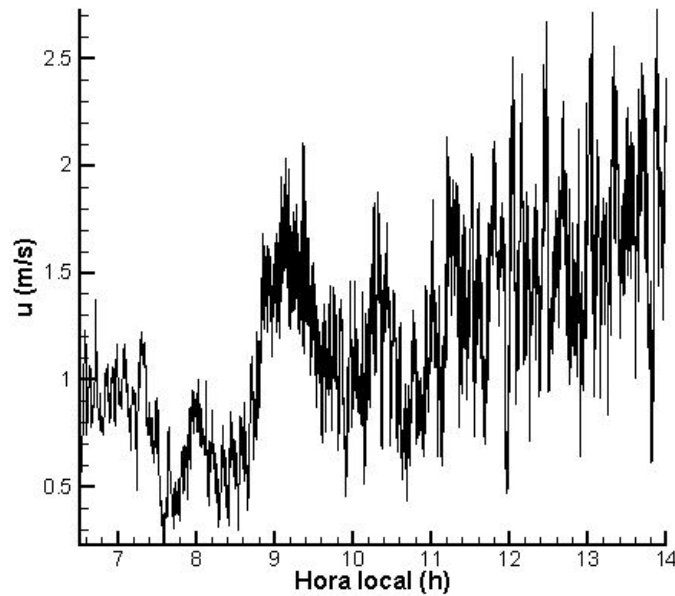


Figura 4.1 – Velocidade do vento

de recursos que percebam a natureza dos dados obtidos. Um recurso bastante utilizado é a média móvel descrita pela seguinte expressão [Tillman, 1972],

$$\phi_{i,m} = \frac{1}{m} \sum_{j=i-(m-1)/2}^{i+(m-1)/2} \phi_j \quad (4.2)$$

onde m é inteiro e ímpar ≥ 3 , enquanto $\phi_{i,m}$ é a média móvel do número de pontos m , de uma quantidade i de dados.

Ao aplicarmos a média móvel no sinal de velocidade do vento (figura 4.1), percebermos que este recurso nos possibilita separar as lentas flutuações (figura 4.2), das rápidas (figura 4.3), que podem ser recompostas, novamente, num único sinal (figura 4.1).

O sinal da figura (4.3) representa o comportamento da turbulência atmosférica bem desenvolvida próxima ao solo, onde as oscilações da velocidade do vento representam a passagem de um turbilhão pelo sensor. Como a velocidade média do vento cresce com a altura, um turbilhão vindo da parte superior da *CLP*, vai estar viajando mais rapidamente que o vento médio na altura do sensor, logo será sentido como uma rajada, enquanto que um turbilhão vindo de uma altura inferior será sentido como uma calmaria, ambos transportados pelo vento médio [Sellers, 1965].

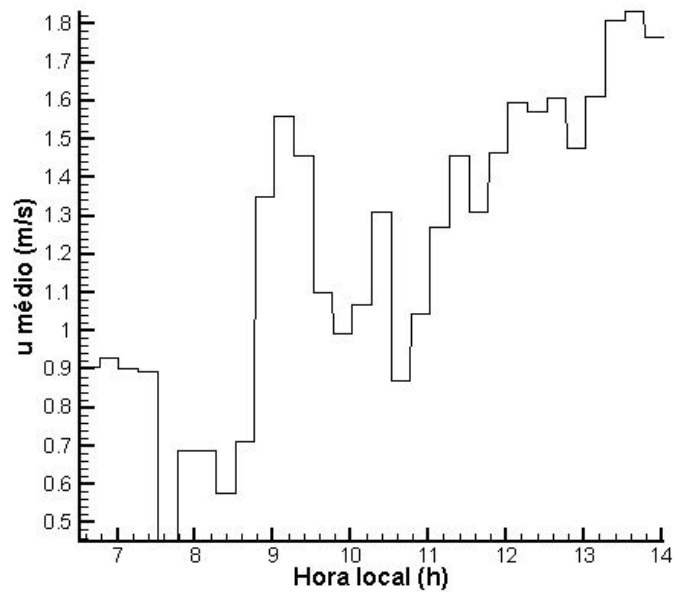


Figura 4.2 – Média móvel de 15 minutos

Um outro recurso bastante utilizado na compreensão do fenômeno da turbulência atmosférica, é a a função de autocorrelação, descrita pela equação,

$$R_{\phi\phi} = \frac{1}{T_{obs}} \int_0^{T_{obs}} \phi(t)\phi(t + \varsigma)dt, \quad (4.3)$$

onde T_{obs} é o tempo de observação, $\phi(t)$ é a variável flutuante no tempo e $\phi(t + \varsigma)$ é a variável flutuante descolada no tempo ς . Se aplicarmos esta função de autocorrelação, no sinal da velocidade do vento da figura (4.1), perceberemos que o tempo de correlação entre as flutuações é grande, indicando a presença de escalas maiores (lentas flutuações), ver figura (4.4). Este comportamento, ainda apresenta correlações negativas, característica do meandro do vento descritos em Anfossi (2005) sob a predominância de vento fraco na *CLP* [Anfossi et al., 2005]. Agora, aplicando a equação (4.3) no sinal filtrado pela média móvel (figura 4.3), vemos na figura(4.5), que as escalas maiores não estão mais contidas, pois o tempo de correlação entre as flutuações é menor. Uma vez livre da influência de mesoescalas, podemos determinar os parâmetros de ϕ , somente sob a influência das microescalas.

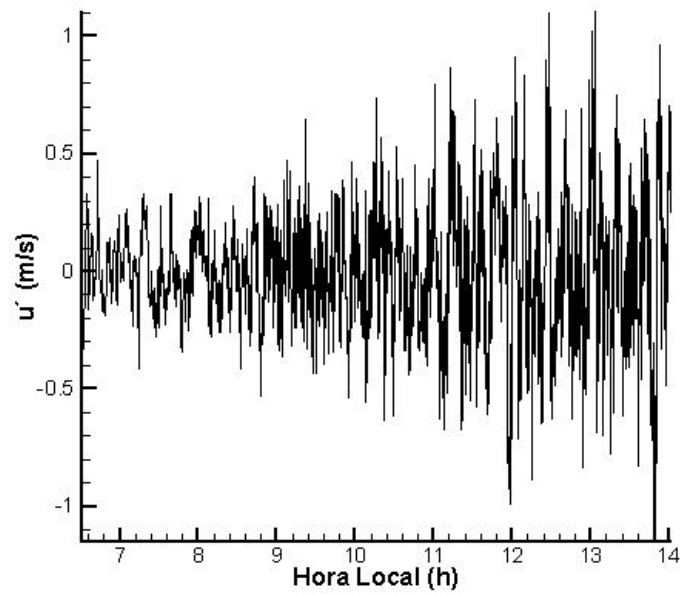


Figura 4.3 – Flutuações da velocidade do vento

4.2 Relações de fluxos e perfis

Durante o experimento o sistema de aquisição do anemômetro sônico falhou, não sendo possível computar os dados para a determinação do fluxo de calor e velocidade de fricção a partir das correlações turbulentas. Logo, vamos determinar os parâmetros turbulentos a partir das relações entre fluxos turbulentos e perfis de temperatura e velocidade do vento. As relações de fluxos e perfis, até o presente, são usualmente interpretadas como relações universais para os gradientes de velocidade do vento e temperatura [Yaglom, 1977],

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \phi_m\left(\frac{z}{L}\right), \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{H}{ku_*z} \phi_h\left(\frac{z}{L}\right). \quad (4.5)$$

onde $\frac{\partial u}{\partial z}$ é o gradiente vertical da velocidade do vento, $\frac{\partial T}{\partial z}$ é o gradiente vertical de temperatura e ϕ_m e ϕ_h são funções universais que descrevem a forma específica das relações entre fluxos e perfis (4.4) e (4.5). Várias relações empíricas têm sido usadas para descrever a relação entre

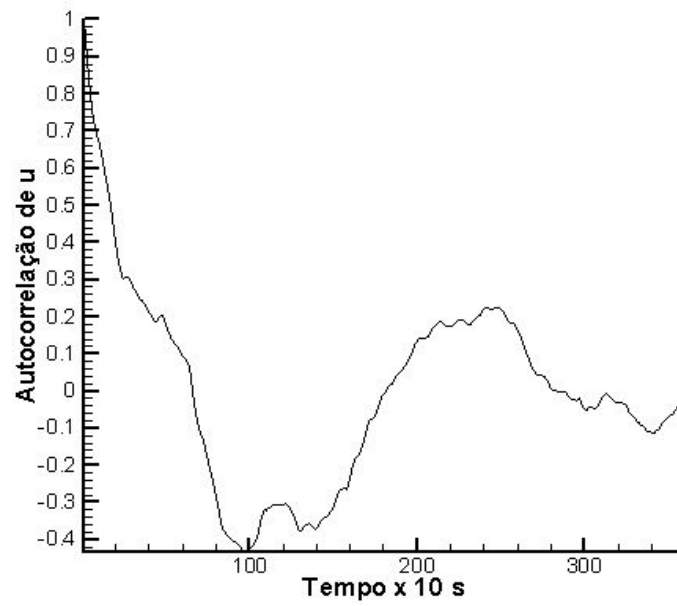


Figura 4.4 – Autocorrelação da velocidade do vento

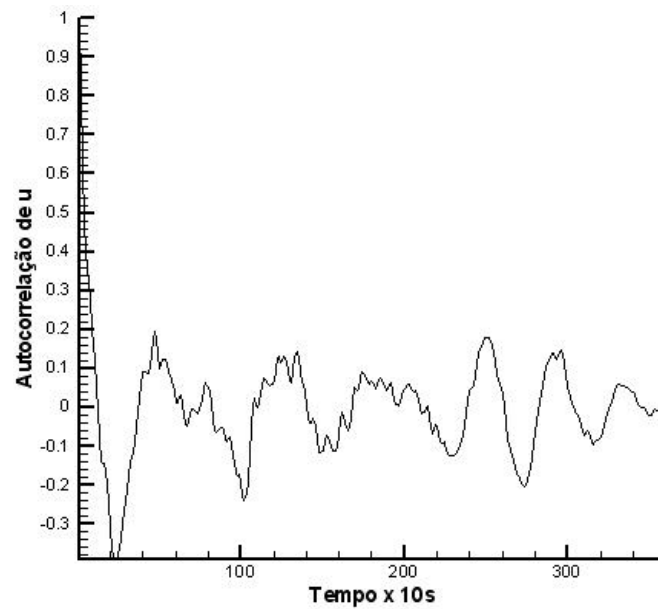


Figura 4.5 – Autocorrelação da velocidade do vento

ϕ_m e $\frac{z}{L}$, uma relação para o cisalhamento do vento na CLC é [Dyer, 1974],

$$\phi_m = (1 - 16\frac{z}{L})^{-\frac{1}{4}}, \quad (4.6)$$

para uma CLE [Panofsky e Dutton, 1984],

$$\phi_m = 1 + 5\frac{z}{L}, \quad (4.7)$$

e conhecendo as funções universais para a relação (4.5), para uma CLC [Dyer, 1974],

$$\phi_h = (1 - 16\frac{z}{L})^{-\frac{1}{2}}, \quad (4.8)$$

e para CLE [Dyer, 1974],

$$\phi_h = 1 + 5.2\frac{z}{L}, \quad (4.9)$$

podemos obter as relações universais para a parametrização da velocidade do vento e do perfil de temperatura, através da integração das relações (4.4) e (4.5) a partir do solo, obtendo [Yaglom, 1977],

$$u = \frac{u_*}{k} [\ln \frac{z}{z_0} - \varphi_m(\frac{z}{L})], \quad (4.10)$$

$$\frac{\theta - \theta_0}{T} = \frac{1}{k} [\ln \frac{z}{z_0} - \varphi_h(\frac{z}{L})], \quad (4.11)$$

onde φ_m e φ_h são funções de estabilidade obtidas da integração de (4.4) e (4.5) e θ e θ_0 são as temperaturas potenciais do ar e do solo respectivamente. φ_m foi determinado por Businger-Dyer [Panofsky e Dutton, 1984], para uma CLC,

$$\varphi_m = \ln[(\frac{1+x^2}{2})(\frac{1+x}{2})^2] - 2 \arctan(x) + \frac{\pi}{2}, \quad (4.12)$$

onde,

$$x = (1 - 16\frac{z}{L})^{-\frac{1}{4}}, \quad (4.13)$$

e φ_h , determinado por Paulson (1970) [Panofsky e Dutton, 1984],

$$\varphi_h = 2 \ln \left[\frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 - 16 \frac{z}{L}} \right) \right]. \quad (4.14)$$

Para uma *CLE*, $\varphi_m = \varphi_h$ e valem [Panofsky e Dutton, 1984],

$$\varphi_m = \varphi_h = -5 \frac{z}{L}, \quad (4.15)$$

Tendo em mãos, a parametrização da velocidade do vento diabático (4.10), podemos determinar a velocidade de fricção, com apenas uma altura de medição de u , lembrando, que devemos ter em mãos, a priori, o parâmetro de estabilidade $\frac{z}{L}$.

4.3 Determinação do comprimento de Monin-Obukhov L

Para a determinação de L , durante o experimento de concentração, foram utilizadas duas maneiras distintas. A primeira maneira, partiu de dados fornecidos de L em momentos específicos do experimento. A partir destes dados, foi construída uma função linear dependente do tempo para $1/L$ (comprimento inverso de Obukhov), utilizando o método dos mínimos quadrados para interpolar uma função linear. Na (figura 4.5), podemos notar os valores obtidos de $1/L$, através do diagrama de Golder de 1972 [Golder, 1972], pelos realizadores do experimento, comparados com a função linear estimada. Este procedimento foi aplicado, quando os valores de L fornecidos referiam-se à transição. Assim, foi possível obter parâmetros de escala para a transição entre *CLE* e *CLC*, ver seção (6.1). Quando as medições de concentração aconteciam em momentos em que *CLP* apresentava comportamento estável, optou-se por utilizar, para uma *CLE*, as expressões de Venkatram de 1980 [Venkatram, 1980], onde

$$L = A_v u_*^2, \quad (4.16)$$

onde $A_v = 1.1 \cdot 10^3 \text{ (s}^2\text{m}^{-1}\text{)}$. Neste caso, determinamos u_* , através da expressão,

$$u_* = C_{DN} u \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{2u_0}{C_{DN}^{1/2} u} \right)^2 \right]^{1/2} \right], \quad (4.17)$$

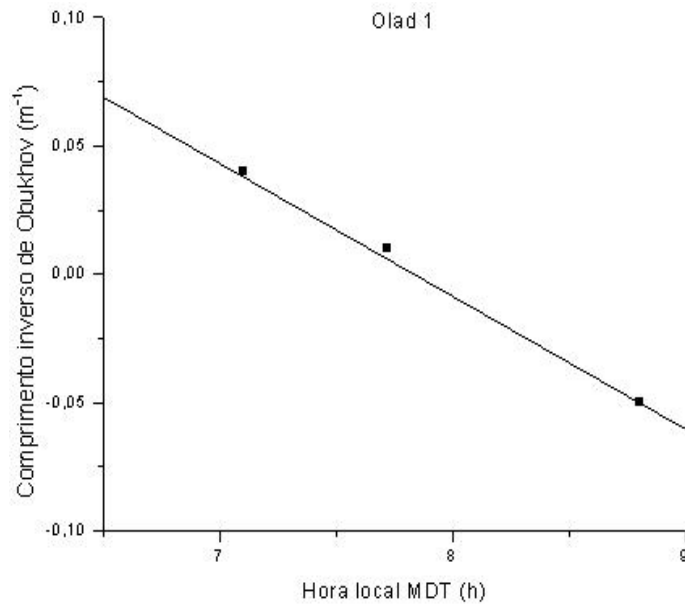


Figura 4.6 – Função linear para o comprimento inverso de Obhukov

onde,

$$C_{DN} = \frac{k}{\ln(z/z_0)}, \quad (4.18)$$

e

$$u_0^2 = \frac{\mu z}{k A_v}. \quad (4.19)$$

As constantes $\mu = 4.7$ e A_v são constantes empíricas que definem u_0 (ms^{-1}). Com estas informações, ainda é possível estimar h , através formulação de Zilitinkevich's (1972),

$$h = B_v u_*^{3/2}, \quad (4.20)$$

onde $B_v = 2.4 \cdot 10^3$ ($m^{-1/2} s^{3/2}$) ou,

$$h = u_*^{3/2} f^{-1/2}. \quad (4.21)$$

Para cada experimento realizado, testou-se estas duas expressões e foi utilizado a que apresentou melhor resultado. Assim, com estas duas formulações, pôde-se estimar os parâmetros para uma situação atmosférica de transição de *CLE* para *CLC* (primeiro caso apresentado)

e para uma CLE .

CAPÍTULO 5

Modelo matemático

5.1 Equação governante no processo dispersivo

Considerando a concentração c como variável que se conserva na atmosfera, a variação deste escalar em relação ao tempo e ao transporte pelas três direções principais do campo de vento u , v e w é descrito pela seguinte equação [Moraes e Acevedo, 2004]:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} + w \frac{\partial c}{\partial z} = 0. \quad (5.1)$$

Com o auxílio da equação da conservação de massa considerando a ar atmosférico como fluido incompressível [Schlichting, 1968],

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (5.2)$$

podemos reescrever a equação (5.1) na seguinte forma:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial(uc)}{\partial x} + \frac{\partial(vc)}{\partial y} + \frac{\partial(wc)}{\partial z} = 0. \quad (5.3)$$

Agora, como estas variáveis estão contidas num campo turbulento, devemos descrevê-las da forma proposta por Reynolds [Schlichting, 1968],

$$u = \bar{u} + u' \quad (5.4)$$

$$v = \bar{v} + v' \quad (5.5)$$

$$w = \bar{w} + w' \quad (5.6)$$

$$c = \bar{c} + c' \quad (5.7)$$

assim, substituindo estas expressões na equação (5.3) e (5.2), ficamos com as seguintes expressões,

$$\frac{\partial(\bar{c} + c')}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u} + u')(\bar{c} + c')}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{v} + v')(\bar{c} + c')}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{w} + w')(\bar{c} + c')}{\partial z} = 0, \quad (5.8)$$

e

$$\frac{\partial(\bar{u} + u')}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{v} + v')}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{w} + w')}{\partial z} = 0. \quad (5.9)$$

Aplicando as regras do método de Reynolds sobre as equações (5.8) e (5.9) [Stull, 1988] obtemos:

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u} \cdot \bar{c})}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{v} \cdot \bar{c})}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{w} \cdot \bar{c})}{\partial z} + \frac{\partial \overline{u'c'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'c'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'c'}}{\partial z} = 0 \quad (5.10)$$

e

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0. \quad (5.11)$$

Efetuando a regra do produto nos termos $\frac{\partial(\bar{u} \cdot \bar{c})}{\partial x}$, $\frac{\partial(\bar{v} \cdot \bar{c})}{\partial y}$ e $\frac{\partial(\bar{w} \cdot \bar{c})}{\partial z}$, com a utilização da equação (5.11) encontramos,

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{u'c'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'c'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'c'}}{\partial z} = 0. \quad (5.12)$$

Nesta equação os termos das componentes médias da velocidade do vento \bar{u} , \bar{v} e \bar{w} que multiplicam as variações de concentração no espaço, representam o transporte de \bar{c} pelo vento médio, enquanto que as grandezas $\overline{u'c'}$, $\overline{v'c'}$ e $\overline{w'c'}$ são os fluxos turbulentos de c nas direções x , y e z , respectivamente [Moraes et al., 2005]. Em meteorologia, se define como fluxo cinemático o produto de uma propriedade pela magnitude da velocidade do vento que a transporta. Assim, a partir da Teoria K que estabelece que os fluxos turbulentos são diretamente proporcionais aos gradientes [Moraes e Acevedo, 2004], estabelecendo uma analogia ao fenômeno de difusão molecular, podemos parametrizar os fluxos através de coeficientes de difusão turbulenta,

$$\overline{u'c'} = K_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x}, \quad (5.13)$$

$$\overline{v'c'} = K_y \frac{\partial \bar{c}}{\partial y}, \quad (5.14)$$

$$\overline{w'c'} = K_z \frac{\partial \bar{c}}{\partial z}. \quad (5.15)$$

Introduzindo estas expressões na equação (5.12), obtemos a equação da difusão-advecção,

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right). \quad (5.16)$$

Para um sistema de coordenadas cartesianas na qual a direção x coincide com a direção do vento médio ($\bar{v} = 0$ e $\bar{w} = 0$), a equação da difusão-advecção para regime estacionário é a equação governante no processo de dispersão do ponto de vista euleriano e é descrita pela seguinte expressão [Degrazia et al., 2001],

$$\bar{u}(z) \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right). \quad (5.17)$$

onde \bar{c} é a concentração média, \bar{u} é a velocidade média do vento na direção x e K_x , K_y e K_z são os coeficientes de difusão turbulenta nas direções longitudinal, lateral e vertical respectivamente. O lado esquerdo de (5.17) representa o transporte da concentração média pelo vento (advecção), enquanto que o lado direito descreve as variações dos fluxos turbulentos nas direções, longitudinal, lateral e vertical, respectivamente.

Se notarmos na equação (5.17), os coeficientes de difusão turbulenta variam no espaço, produzindo resultados realísticos para a atmosfera. Ao contrário da difusão molecular convencional, que pode ser aproximada por coeficientes constantes.

Integrando lateralmente a equação (5.17),

$$\bar{c}^y(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{c}(x, y, z) dy, \quad (5.18)$$

pelos motivos descritos na seção (5.2) e desprezando a difusão longitudinal, obtém-se

$$\bar{u}(z) \frac{\partial \bar{c}^y}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial \bar{c}^y}{\partial z} \right). \quad (5.19)$$

Considerando que os fluxos turbulentos verticais no solo e no topo da *CLP* são nulos, podemos estabelecer

$$K_z \frac{\partial \bar{c}(x, z)}{\partial z} = 0 \quad em \quad z = 0, \quad z = h, \quad (5.20)$$

como condições de contorno e ainda uma condição de fonte,

$$\bar{u}(z) \bar{c}(0, z) = Q \delta(z - H_s) \quad em \quad x = 0, \quad (5.21)$$

onde H_s é a altura da fonte. Nesta equação, δ representa a função delta de Dirac dada por

$$\delta(z) = \begin{cases} \infty, & z = H_s \\ 0, & z \neq H_s \end{cases}.$$

Como a resolução da equação(5.19), não leva em conta a dispersão na componente y , equação (5.18) , é necessário, depois de obter o resultado, supor uma função matemática que descreva o espalhamento do poluente nesta direção. Uma função matemática bastante utilizada é a distribuição Gaussiana [Panofsky e Dutton, 1984],

$$G(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} \exp\left(\frac{-y^2}{2\sigma_y^2}\right), \quad (5.22)$$

onde σ_y é o deslocamento lateral da pluma de poluentes e y é a posição relativa ao centróide da pluma. Logo, neste trabalho, optando por valores de $y = 0$, obtém-se valores de concentração no centróide da pluma na componente y ,

$$\bar{c}(x, y, z)|_{y=0} = \frac{\bar{c}(x, z)}{\sqrt{2\pi}\sigma_y}. \quad (5.23)$$

5.2 Determinação do deslocamento lateral σ_y

A formulação descrita na seção anterior é, normalmente, aplicável em modelos de fonte pontual contínua (liberação de poluente por chaminé), porém, neste trabalho a intenção é utilizar a formulação de fonte pontual em situações de fonte em linha. Na realidade este tipo de fonte está bastante presente em nossa sociedade, através da liberação de poluentes em rodovias por automóveis e caminhões e em lavouras por aviões liberando agrotóxicos, etc.

Além do mais, a conversão deste tipo de formulação em situações de fonte em linha, prova-se de grande valia por estimar concentrações de poluentes de uma maneira bastante rápida, ao contrário de modelos de mesoescala, normalmente utilizados neste tipo de situação. A maneira proposta é imaginar uma fonte em linha, composta de finitas fontes pontuais. Com

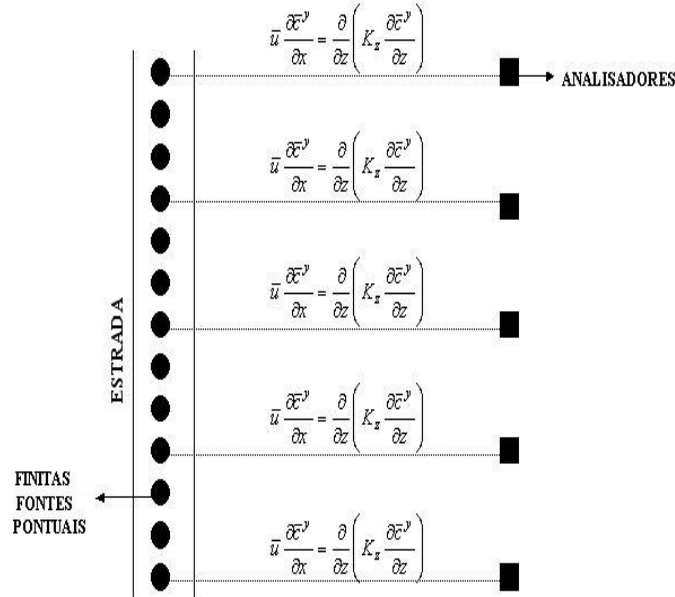


Figura 5.1 – Conversão de fonte em linha para pontual

esta proposição (figura 5.1), podemos determinar a concentração de poluentes sobre a linha de analisadores para validar os parâmetros e modelo, utilizando as equações (5.19) e (5.23). Porém necessitamos de valores dos deslocamentos laterais (σ_y) para cada experimento. Para este trabalho a determinação de σ_y foi realizada a partir da fórmula de Taylor [Erbrink, 2001],

$$\sigma_y^2 = 2\sigma_v^2 T_{ly}^2 (t/T_{ly} + \exp(-t/T_{ly}) - 1), \quad (5.24)$$

onde σ_v é o desvio padrão da componente lateral do vento, t é o tempo e T_{ly} é a escala de tempo lagrangeana, que pode ser considerada como uma medida de um turbilhão [Draxler, 1976]. Turbilhões horizontais não são restrictos em tamanho, ao contrário dos turbilhões verticais, limitados por h .

Para fazer uso da equação (5.24), devemos determinar σ_v , que poderia ser obtidos através de várias parametrizações presentes na literatura [Erbrink et al., 1997], porém é preferível determiná-lo diretamente de dados experimentais, que produzem melhores resultados por levarem

em conta na dispersão efeitos de rugosidade do terreno e estabilidade [Panofsky e Dutton, 1984]. Assim, um modelo experimental de obtenção de σ_v foi utilizado, a partir das flutuações da direção do vento [Erbrink, 2001]. Neste modelo, filtram-se do sinal da direção do vento (figura 5.2), as lentas flutuações (figura 5.3), que não dependem da estabilidade, incluindo

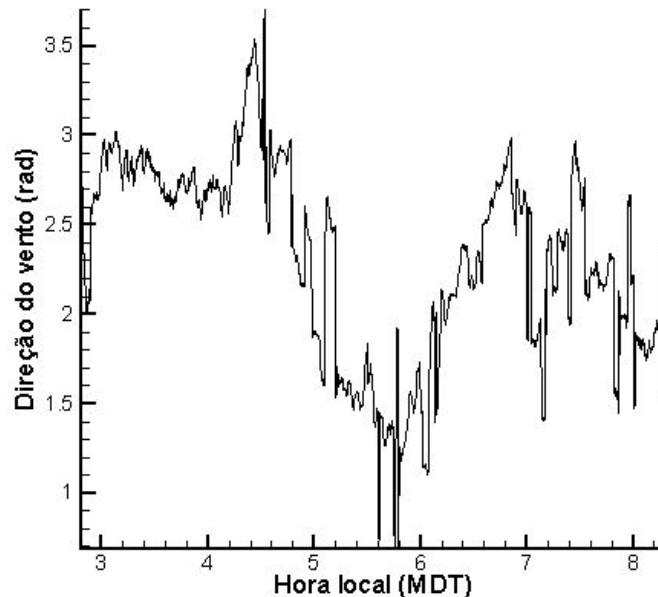


Figura 5.2 – Direção do vento Olad 12

lentas flutuações como o meandro. Logo, no sinal das flutuações da direção do vento, somente estão as escalas responsáveis pelo processo dispersivo do poluente (difusão turbulenta), (figura 5.4), sem escalas maiores que a dimensão da pluma, que deslocam por inteiro a pluma (advecção).

Assim, para determinarmos quando o sinal filtrado está adequado para se obter σ_v , deve-se observar os sinais da figura (5.4), até se obter um sinal estacionário sem lentas flutuações, escolhendo, adequadamente, um valor apropriado para a média móvel t_m . Além disso, com auxílio da equação (4.3), podemos perceber se as escalas maiores (lentas flutuações) foram, efetivamente, retiradas do sinal filtrado, observando o comportamento da função de autocorrelação das flutuações da direção do vento (figura 5.5). Nesta figura (5.5), quando valores de t_m são reduzidos, o tempo de correlação entre as flutuações também diminui, indicando que escalas maiores vão sendo filtradas.

A maneira proposta para determinar t_m foi de fazer $t_m = T_{ey}$, onde T_{ey} é a escala de tempo

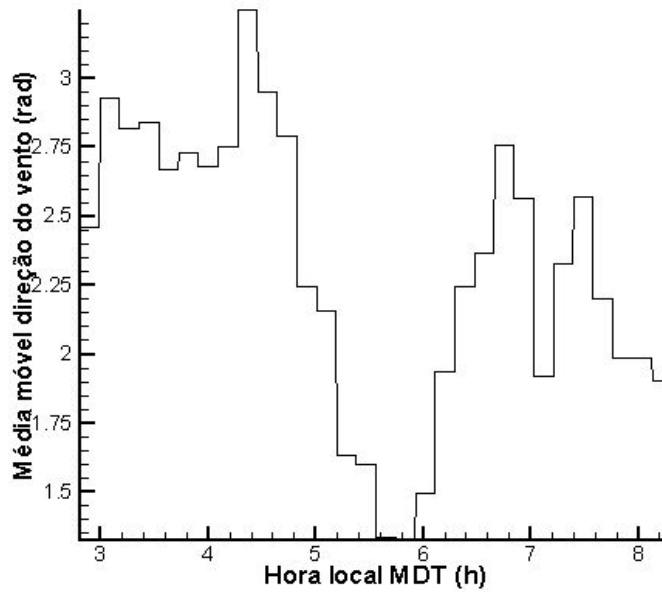


Figura 5.3 – Média móvel Olad 12

euleriana. Esta escala de tempo foi obtida através do fator de escala (β) que relaciona variáveis eulerianas e lagrangeanas a partir da seguinte fórmula:

$$T_{ly} = \beta T_{ey}, \quad (5.25)$$

onde $\beta = 3$ e $T_{ly} = 1000s$ [Erbrink, 2001].

Desta maneira, adotando $t_m = T_{ey}$, permite-se que todas as flutuações com memória (escala de tempo associada a turbulência da direção do vento) participem da dispersão (determinação de σ_v), percebendo que estes valores de t_m são suficientes para tornar o sinal da direção do vento estacionário. Agora, uma vez determinado o valor de t_m , podemos obter o desvio padrão da direção do vento σ_α , a partir da fórmula:

$$\sigma_\alpha^2 = \overline{(\alpha - \bar{\alpha})^2}. \quad (5.26)$$

Aqui, α representa o sinal completo da direção do vento (figura 5.3), enquanto, $\bar{\alpha}$ é o comportamento médio da direção do vento (figura 5.4). O sinal de média sobre a equação (5.26), representa a média sobre um ensemble (série temporal infinita), que na prática é inacessível. Logo, nos valem da hipótese ergódica para aplicarmos a média temporal na equação (5.26).

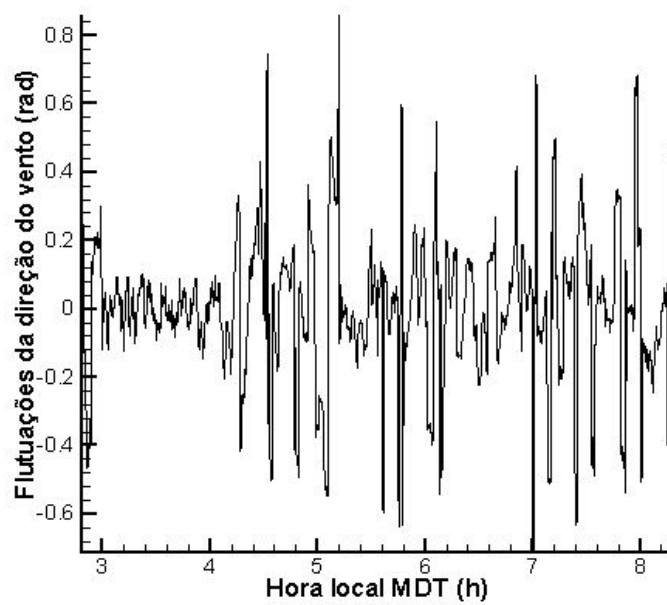


Figura 5.4 – Flutuações da direção do vento Olad 12

Esta hipótese significa que, para uma série estacionária, a média temporal é igual à média sobre ensemble [Moraes e Acevedo, 2004]. Em seguida, determinados os valores de σ_v , usando a fórmula de pequenos ângulos [Degrazia, 1983],

$$\sigma_v = \sigma_\alpha u, \quad (5.27)$$

necessários para obtenção do deslocamento lateral da pluma, obtendo o valor médio no decorrer do experimento, do conjunto de todos os valores de σ_v . Todos os valores de σ_v podem ser encontrados na seção (6.1). Na figura (5.6), temos os valores obtidos para o deslocamento a partir da equação (5.24), comparados com a expressão de [Draxler, 1976],

$$\sigma_y = \sigma_v t \frac{1}{1 + 0.9(t/T_{ly})^{0.5}}. \quad (5.28)$$

Nesta equação (5.28), segundo Hanna [Hanna, 1986], se produz melhores resultados com $T_{ly} = 15000$ s. Podemos notar na figura (5.6), que a expressão de Taylor, concorda bem com a de Draxler, mesmo para grandes distâncias da fonte.

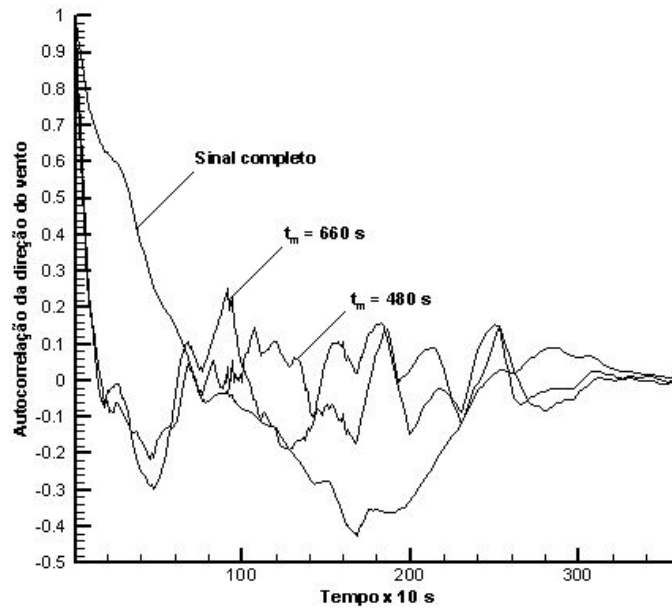


Figura 5.5 – Função de autocorrelação das flutuações da direção do vento Olad 12

5.3 Método de estimativa da emissão

Como foi descrito no capítulo (2), as emissões foram de 33 kg/min, para fonte elevada e de 1.5 kg/min para fonte baixa. Porém, estas emissões não puderam ser usadas, porque foram liberadas na direção transversal à direção do vento, não representando uma fonte pontual, necessária para a operação do modelo proposto (seção 5.2). A utilização destas emissões superestimariam valores de concentração, portanto, fez-se necessário criar um método de estimativa da emissão, a partir das massas totais liberadas em cada experimento, fornecidas pelos realizadores do experimento. Como o poluente foi liberado por uma distância pré-determinada para cada experimento, se dividirmos a massa total pelo comprimento da fonte em linha, temos a relação de massa por comprimento (kg/m), (figura 5.7). Nesta situação, a componente \bar{u} do vento é responsável pelo transporte, então esta é determinada a velocidade de referência nesta direção, assim, multiplicando a relação de massa por comprimento pela velocidade do vento transversal a linha, a emissão requerida pelo modelo foi estimada. O valor da emissões para os experimentos são encontrados na seção (6.3).

Vale ressaltar que os dois tipos de fontes comumente usados na difusão atmosférica turbulenta são a fonte pontual instantânea e a fonte pontual contínua. A fonte pontual instantânea

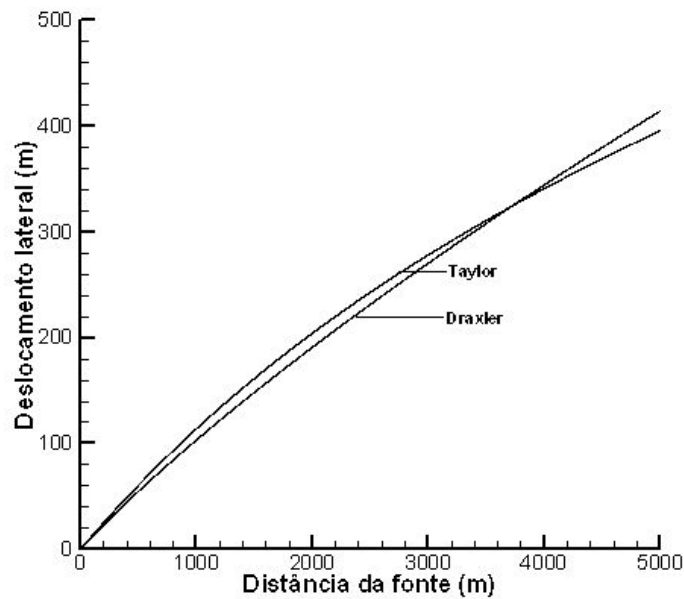


Figura 5.6 – Deslocamento lateral da pluma

(*Puff*) é convencionada como uma rápida liberação de uma quantidade de material. Enquanto, uma fonte pontual contínua emite uma pluma que pode ser imaginada de um número infinito de *puffs* liberados sequencialmente, com um intervalo de tempo infinitesimal entre eles [Seinfeld, 1986]. Neste trabalho, a pluma emitida pelo sistema disseminador foi considerada estacionária sobre a linha disseminatória e a emissão considerada contínua na simulação. A continuidade da emissão, na realidade foi uma aproximação necessária para a simulação, desprezando a condição de *Puff* do experimento.

5.4 Coeficientes de Difusão

Em problemas de difusão atmosférica, a escolha de uma parametrização turbulenta representa uma decisão fundamental para modelar a dispersão de poluentes. A partir de um ponto de vista físico, uma parametrização da turbulência é uma aproximação da natureza no sentido que os modelos matemáticos recebem uma relação aproximada que substitui um termo desconhecido, equações (5.13), (5.14) e (5.15). Porém, a confiabilidade de cada modelo depende fortemente da maneira como os parâmetros de escala são calculados e relacionados ao entendimento da *CLP*, pois parâmetros incorretos gerariam coeficientes de difusão ineficientes na parametrização do comportamento físico da atmosfera.

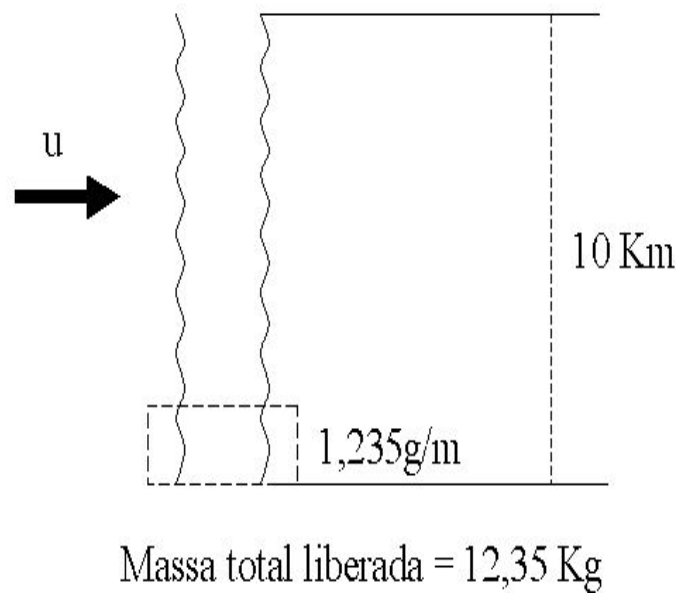


Figura 5.7 – Esquema de determinação da emissão

Neste trabalho, utilizam-se dois coeficientes de difusão turbulenta vertical válidos na *CLE* e na *CLC*, sendo representados pelas equações (5.29) e (5.30). Para uma *CLE*, utilizou-se a seguinte parametrização, [Degrazia et al., 2000]:

$$K_z = \frac{0.3(1 - z/h)u_*z}{1 + 3.7z/\Lambda}, \quad (5.29)$$

onde $\Lambda = L(1 - z/h)^{5/4}$.

Quando a atmosfera exibe uma *CLC*, o coeficiente de difusão turbulento utilizado, foi deduzido por Degrazia em 1997 [Degrazia et al., 1997], sendo este

$$\frac{K_z}{w_*h} = 0.22\left(\frac{z}{h}\right)^{\frac{1}{3}}\left(1 - \frac{z}{h}\right)^{\frac{1}{3}}\left[1 - e^{-\frac{4z}{h}} - 0.0003e^{\frac{8z}{h}}\right]. \quad (5.30)$$

5.5 Índices Estatísticos

A comparação entre os dados de concentração do modelo com os dados observados no experimento Olad foi realizada através de índices estatísticos presentes na literatura.

Na análise estatística, emprega-se um programa desenvolvido por Hanna em 1989 [Hanna, 1989]. Estes índices estatísticos são recomendados para validação e comparação de modelos, pela Agência de Proteção Ambiental Americana (USEPA), pela Força Aérea

Americana (US Air Force), pelo Instituto Americano do Petróleo (API), bem como pela comunidade científica da área de dispersão de poluentes na atmosfera após o Workshop "Operational Short-Range Atmospheric Dispersion Models for Environmental Impact Assessments in Europa", realizado na Bélgica em 1994.

As notações utilizadas para os índices o e p indicam, respectivamente, as quantidades observadas e previstas, \bar{C} é a concentração de poluentes, e σ é o desvio padrão.

Os índices estatísticos aplicados são definidos do seguinte modo:

1. Erro quadrático médio normalizado: $Nmse = \frac{(\bar{C}_o - \bar{C}_p)^2}{C_o C_p}$

informa sobre todos os desvios entre as concentrações dos modelos e as concentrações observadas. É uma estatística adimensional e seu valor deve ser o menor possível para um bom modelo.

2. Coeficiente de correlação: $Cor = \frac{(\overline{C_o - C_o})(\overline{C_p - C_p})}{\sigma_o \sigma_p}$

descreve o grau de associação ou concordância entre as variáveis. Para um boa performance, o seu valor deve tender 1.

3. Fator de dois: $Fa2$

fração de dados (%) que estão entre $0,5 \leq \frac{C_p}{C_o} \leq 2$

4. Fração de Inclinação: $Fb = \frac{\bar{C}_o - \bar{C}_p}{0,5(\bar{C}_o + \bar{C}_p)}$

informa a tendência do modelo de superestimar ou subestimar as concentrações observadas. O valor ótimo é zero.

5. Desvio fracional padrão: $Fs = 2 \frac{\sigma_o - \sigma_p}{\sigma_o + \sigma_p}$

O valor ótimo é zero.

5.6 Solução via GILTT

Neste trabalho, a solução da equação da difusão-advecção foi aplicada como método de validação dos parâmetros de escala gerados. Uma discussão mais detalhada desta técnica pode ser encontrada em [Buske, 2004].

A equação (5.19) é reescrita aplicando a derivada do produto no termo que tem o coeficiente K_z , permitindo a simplificação do chamado problema auxiliar, no uso da GITT

[Cotta e Mikhaylov, 1997], [Cotta, 1993]. Assim,

$$\bar{u}(z) \frac{\partial \bar{c}^y(x, z)}{\partial x} = K_z \frac{\partial^2 \bar{c}^y(x, z)}{\partial z^2} + K'_z \frac{\partial \bar{c}^y(x, z)}{\partial z}. \quad (5.31)$$

Dividindo a equação anterior por K_z , teremos:

$$\frac{\bar{u}(z)}{K_z} \frac{\partial \bar{c}^y(x, z)}{\partial x} = \frac{\partial^2 \bar{c}^y(x, z)}{\partial z^2} + \frac{K'_z}{K_z} \frac{\partial \bar{c}^y(x, z)}{\partial z}. \quad (5.32)$$

Desta forma, o novo problema de Sturm-Liouville é dado por

$$\zeta_i''(z) + \lambda_i^2 \zeta_i(z) = 0 \quad em \quad 0 < z < h, \quad (5.33)$$

e suas respectivas condições de contorno são:

$$\zeta_i'(z) = 0 \quad em \quad z = 0 \quad e \quad z = h. \quad (5.33a)$$

A solução do problema auxiliar da equação (5.33) pode ser escrita [Özsisik, 1974] como sendo

$$\zeta_i(z) = \cos(\lambda_i z), \quad (5.34)$$

onde λ_i são as raízes positivas da expressão $\sin(\lambda_i h) = 0$. Assim $\lambda_0 = 0$ e $\lambda_i = \frac{i\pi}{h}$.

O primeiro passo da GITT é expandir a variável $\bar{c}^y(x, z)$ na seguinte forma:

$$\bar{c}^y(x, z) = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\overline{c_i(x)} \zeta_i(z)}{N_i^{\frac{1}{2}}}. \quad (5.35)$$

Substituindo (5.35) em (5.31) tem-se,

$$\bar{u}(z) \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\overline{c_i'(x)} \zeta_i(z)}{N_i^{\frac{1}{2}}} = K_z \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\overline{c_i(x)} \zeta_i''(z)}{N_i^{\frac{1}{2}}} + K'_z \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\overline{c_i(x)} \zeta_i'(z)}{N_i^{\frac{1}{2}}}, \quad (5.36)$$

onde ' e '' são usadas para indicar derivadas de primeira e segunda ordem, respectivamente.

O passo seguinte é aplicar o operador $\int_0^h \frac{\zeta_j(z)}{N_j^{\frac{1}{2}}} dz$ na equação (5.36) e usar a equação

(5.33) para concluir que $\zeta_i''(z) = -\lambda_i^2 \zeta_i(z)$. Assim,

$$\begin{aligned} \sum_{i=0}^{\infty} \left[-\frac{\overline{c_i'(x)}}{N_i^{\frac{1}{2}} N_j^{\frac{1}{2}}} \int_0^h \bar{u} \zeta_i(z) \zeta_j(z) dz - \frac{\overline{c_i(x)} \lambda_i^2}{N_i^{\frac{1}{2}} N_j^{\frac{1}{2}}} \int_0^h K_z \zeta_i(z) \zeta_j(z) dz + \right. \\ \left. + \frac{\overline{c_i(x)}}{N_i^{\frac{1}{2}} N_j^{\frac{1}{2}}} \int_0^h K_z' \zeta_i'(z) \zeta_j(z) dz \right] = 0. \end{aligned} \quad (5.37)$$

Tomando:

$$Y(x) = \{\overline{c_i(x)}\},$$

$$B = \{b_{i,j}\} \text{ onde } b_{i,j} = -\frac{\int_0^h \bar{u}(z) \zeta_i(z) \zeta_j(z) dz}{N_i^{\frac{1}{2}} N_j^{\frac{1}{2}}},$$

$$E = \{e_{i,j}\} \text{ onde } e_{i,j} = \frac{\int_0^h K_z' \zeta_i'(z) \zeta_j(z) dz}{N_i^{\frac{1}{2}} N_j^{\frac{1}{2}}} - \frac{\lambda_i^2 \int_0^h K_z \zeta_i(z) \zeta_j(z) dz}{N_i^{\frac{1}{2}} N_j^{\frac{1}{2}}} \quad e$$

$$F = B^{-1}E$$

onde as integrais em B e E são resolvidas numericamente via Quadratura de Gauss.

Assim, a equação (5.37) em notação matricial fica:

$$Y'(x) + F.Y(x) = 0. \quad (5.38)$$

Para a condição de fonte da equação (5.21), utiliza-se o mesmo procedimento aplicado anteriormente, ou seja, tomando

$$\bar{c}^y(z) = \bar{c}^y(0, z) = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\bar{u}(z) \overline{c_i(0)} \zeta_i(z)}{N_i^{\frac{1}{2}}}, \quad (5.39)$$

e aplicando o operador $\int_0^h \frac{\zeta_j(z)}{N_j^{\frac{1}{2}}} dz$, resulta em

$$\int_0^h \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\bar{u}(z) \overline{c_i(0)} \zeta_i(z) \zeta_j(z)}{N_i^{\frac{1}{2}} N_j^{\frac{1}{2}}} dz = \int_0^h \frac{Q \delta(z - H_s) \zeta_j(z) dz}{N_j^{\frac{1}{2}}}. \quad (5.40)$$

Assim, fazendo uso da propriedade de ortonormalidade das autofunções e executando as devidas substituições e integrações, a condição de fonte fica

$$\overline{c_i(0)} = \frac{Q \zeta_j(H_s)}{N_j^{\frac{1}{2}}} A^{-1} \quad (5.41)$$

onde A^{-1} é a matriz inversa de A que é representada por

$$a_{i,j} = \int_0^h \frac{\bar{u}(z) \zeta_i(z) \zeta_j(z) dz}{N_i^{\frac{1}{2}} N_j^{\frac{1}{2}}} \quad (5.42)$$

e para $\bar{u}(z)$ constante teremos

$$\overline{c_0(0)} = \frac{Q\zeta_0(H_s)}{\bar{u}\sqrt{h}} \text{ para } i = 0 \quad e \quad \overline{c_i(0)} = \frac{Q\zeta_i(H_s)}{\bar{u}\sqrt{\frac{h}{2}}} \text{ para } i \neq 0. \quad (5.43)$$

Finalmente,

$$Y(0) = \{\overline{c_i(0)}\}. \quad (5.44)$$

O problema transformado da equação (5.38) será resolvido por transformada de Laplace e diagonalização [Buske, 2004], [Wortmann et al., 2005]. Aplicando Laplace, transforma-se x em s e Y em \bar{Y} da forma

$$s\bar{Y}(s) - Y(0) + F.\bar{Y}(s) = 0 \quad (5.45)$$

onde a barra superior representa o potencial transformado.

A seguir, decompõe-se a matriz F em seus autovalores e respectivos autovetores como segue

$$F = X.D.X^{-1}, \quad (5.46)$$

onde D é a matriz diagonal dos autovalores, e X é a matriz dos autovetores de F . Este procedimento é válido quando os autovalores da matriz F são distintos e não nulos.

Logo, aplicando a equação (5.46) na equação (5.45)

$$s\bar{Y}(s) - Y(0) + X.D.X^{-1}.\bar{Y}(s) = 0 \quad (5.47)$$

ou ainda,

$$(sI + X.D.X^{-1}).\bar{Y}(s) = Y(0), \quad (5.48)$$

onde I é a matriz identidade. Como $X.X^{-1} = I$, a matriz dos autovetores e sua inversa são

colocadas em evidência de forma que

$$X.(sI + D).X^{-1}.\bar{Y}(s) = Y(0). \quad (5.49)$$

Multiplicando ambos os lados da equação (5.49) por X^{-1} , $(sI + D)^{-1}$ e X consecutivamente, obtemos

$$\bar{Y}(s) = X.(sI + D)^{-1}.X^{-1}.Y(0). \quad (5.50)$$

Os elementos da matriz $(sI + D)$ são da forma $\{s + d_i\}$, onde d_i são os autovalores da matriz F dada na equação (5.38).

Da álgebra matricial, a inversa de uma matriz diagonal é a inversa dos seus elementos, ou seja, os elementos $(sI + D)^{-1}$ são $\frac{1}{s+d_i}$ cuja transformada inversa de Laplace é $e^{-d_i x}$.

Sendo $G(x)$ a matriz diagonal cujos elementos são $e^{-d_i x}$, a solução final torna-se

$$Y(x) = X.G(x).X^{-1}.Y(0). \quad (5.51)$$

Utiliza-se um procedimento alternativo para a inversão da matriz X , sugerido por [Segatto e Vilhena, 1999].

Inicialmente, é determinado o vetor ξ da seguinte forma

$$\xi = X^{-1}.Y(0). \quad (5.52)$$

Substituindo a equação (5.52) na (5.51) tem-se o resultado

$$\bar{Y}(s) = X.(sI + D)^{-1}.\xi. \quad (5.53)$$

Para determinar ξ , reescreve-se a equação (5.52) na forma

$$X.\xi = Y(0) \quad (5.54)$$

onde seus valores são calculados por decomposição LU, cujo custo computacional é menor que uma inversão de matrizes.

Logo a solução final passa a ser

$$Y(x) = X.G(x).\xi. \quad (5.55)$$

Utilizando a fórmula da inversa, dada pela equação (5.35), chega-se à solução final do problema proposto, onde $\zeta_i(z)$ é encontrada do problema de Sturm-Liouville fornecida pela equação (5.33) e $\overline{c_i(x)}$ resulta da solução do problema transformado dado pela equação (5.38), uma vez que $Y(x) = \{\overline{c_i(x)}\}$.

Nenhuma aproximação é feita durante a derivação da solução, e, assim, a equação (5.35) é exata exceto pelo erro de truncamento. Esta solução é válida para qualquer perfil de u , seja ele constante ou uma função dependente da altura.

CAPÍTULO 6

Resultados

6.1 Parâmetros de escala do experimento Olad

Nesta seção são apresentados os parâmetros obtidos para quatro dias distintos do experimento Olad, utilizados na simulação do modelo proposto no capítulo (5). Todos estes parâmetros foram obtidos com uma altura de medição de velocidade do vento e temperatura, ambas a 10 metros do solo.

Para o experimento Olad 1, vemos a tabela (6.1), que apresenta os valores obtidos de u_* e w_* , a partir das equações (4.10) e (3.8), respectivamente, e valores de L , obtidos pelo método proposto na seção (4.3), figura (4.5). Avaliando os valores de h/L , percebemos que inicialmente a CLP é estável com valores de $h/L \sim 2$, indicando que acima da CS a atmosfera exibe um comportamento próximo a neutralidade, ver figura (2), [Holtslag e Nieuwstadt, 1986]. A partir da 8 horas há a transição para CLC , com valores de $-h/L < 5$, indicando que a camada superior a CS , ainda exibe um estado físico próximo a neutralidade ver figura (1), [Holtslag e Nieuwstadt, 1986], característica encontrada sobre a superfície terrestre, com pouca incidência de radiação solar. A partir da 8 horas, valores crescentes de w_* surgem, indicando o surgimento de termas nas primeiras horas da manhã. Valores de u_* baixos, indicam uma turbulência mecânica fraca. Assim, o parâmetro w_* , influencia mais o crescimento de h do que u_* .

Para o experimento Olad 9 e 5, vemos os dados de u_* , w_* , h e L obtidos pelo mesmo método proposto para o experimento 1, porém com outras funções lineares para $1/L$. Na tabela (6.2)

Tabela 6.1 – Parâmetros de escala turbulenta olad 1

	$u(10m)$	u_*	L	w_*	h	h/L
Olad 1	(ms^{-1})	(ms^{-1})	(m)	(ms^{-1})	(m)	
7:30-7:45	1,61	0,098	57,81	-	169,58	2,93
7:45-8:00	1,57	0,094	231,25	-	317,57	1,37
8:00-8:15	1,88	0,112	-115,62	0,16	424,17	-3,67
8:15-8:30	1,95	0,116	-46,25	0,32	487,87	-10,55

Tabela 6.2 – Parâmetros de escala turbulenta olad 9

	$u(10m)$	u_*	L	w_*	h	h/L
Olad 9	(ms^{-1})	(ms^{-1})	(m)	(ms^{-1})	(m)	
6:45-7:00	1,73	0,10	271,85	-	80,74	0,30
7:00-7:15	1,76	0,11	473,62	-	107,26	0,23
7:15-7:30	1,87	0,11	1837,21	-	218,13	0,12
7:30-7:45	2,12	0,13	-977,72	0,15	285,55	-0,29
7:45-8:00	2,39	0,14	-386,11	0,29	325,84	-0,84
8:00-8:15	2,07	0,13	-240,56	0,48	363,37	-1,51
8:15-8:30	1,42	0,08	-174,7	0,64	399,64	-2,29
8:30-8:45	1,64	0,10	-137,15	0,8	435,07	-3,17
8:45-9:00	1,86	0,11	-112,88	0,94	469,82	-4,16
9:00-9:15	2,09	0,13	-95,92	1,07	503,95	-5,25
9:15-9:30	2,24	0,13	-83,38	1,21	537,49	-6,45
9:30-9:45	2,70	0,16	-73,74	1,34	570,42	-7,74

Tabela 6.3 – Parâmetros de escala turbulenta olad 5

	$u(10m)$	u_*	L	w_*	h	h/L
Olad 5	(ms^{-1})	(ms^{-1})	(m)	(ms^{-1})	(m)	
6:45-7:00	1,71	0,10	43,48	-	171,60	3,95
7:00-7:15	1,95	0,12	64,81	-	223,80	3,45
7:15-7:30	1,82	0,11	127,27	-	303,03	2,38
7:30-7:45	1,90	0,11	221,12	-	407,32	1,84
7:45-8:00	1,67	0,10	-137,25	0,18	511,60	-3,73
8:00-8:15	1,27	0,06	-67,31	0,35	575,29	-8,55

para o experimento 9, percebemos que os valores de $-h/L$ estão crescendo indicando uma maior incidência solar, provocando a transição de um comportamento atmosférico próximo a neutralidade para uma camada de mistura, ver figura (1), [Holtslag e Nieuwstadt, 1986], na região acima à CS . A tabela (6.3), mostra os parâmetros obtidos para o experimento 5. Os valores iniciais de h/L indicam um comportamento próximo a neutralidade da camada acima à região superficial. Após a transição começa a exibir um comportamento de camada de mistura, provocado pelos crescentes valores de w_* . Nestes três experimentos, Olad 1, 5 e 9 as amostras de concentração foram realizadas na transição entre a camada limite estável e instável. Portanto, foi necessário estabelecer o crescimento da camada limite planetária, corretamente baseando-se nas expressões (3.10) e (3.5) ajustados em função de dados experimentais de radiosondas, figura(6.1). Na figura (6.2), temos uma comparação entre dois modelos de crescimento, equação (3.5) e (3.6).

Tabela 6.4 – Parâmetros de escala turbulenta olad 12

	$u(10m)$	u_*	L	w_*	h	h/L
Olad 12	(ms^{-1})	(ms^{-1})	(m)	(ms^{-1})	(m)	
4:00-4:15	3,30	0,19	195,73	-	38,90	5,03
4:15-4:30	2,91	0,15	142,35	-	25,44	5,60
4:30-4:45	2,80	0,14	126,32	-	21,70	5,82
4:45-5:00	2,51	0,10	72,73	-	10,39	7,00
5:00-5:15	2,91	0,15	142,61	-	25,51	5,59
5:15-5:30	2,45	0,14	125,54	-	21,52	5,83
5:30-5:45	2,81	0,14	127,45	-	21,96	5,80
5:45-6:00	2,92	0,15	143,87	-	25,81	5,57
6:00-6:15	2,40	0,14	121,41	-	20,58	5,90

No experimento 12 foram obtidos u_* , L e h , a partir da formulação proposta por Venka-

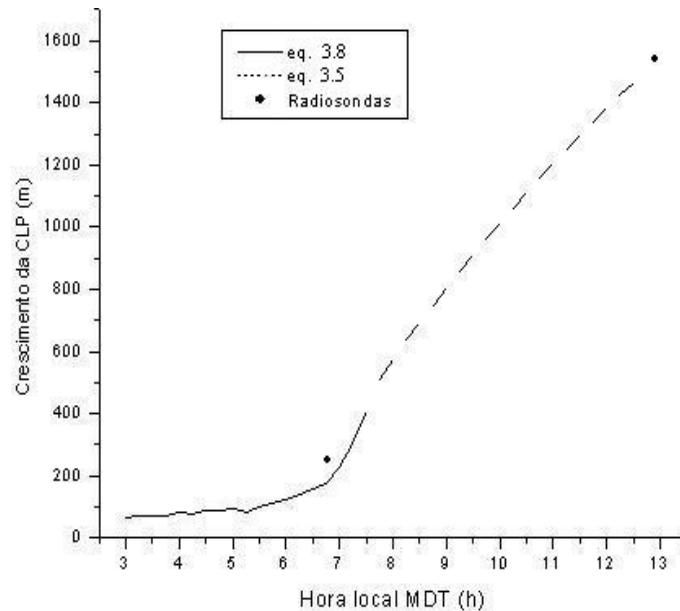


Figura 6.1 – Crescimento da camada limite planetária

tram em 1980 [Venkatram, 1980], equações (4.17),(4.16) e (4.20) ou (4.21), respectivamente. Notamos, na tabela (6.4) , que os valores de $h/L > 5$, indicam uma estratificação acentuada na CLE , podendo nas regiões mais altas da camada, existir condições favoráveis a formação do fenômeno da intermitência [Holtslag e Nieuwstadt, 1986].

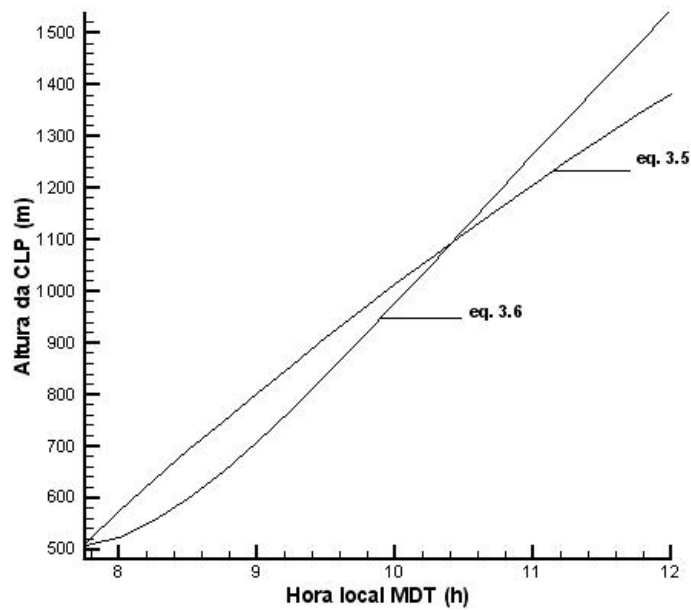


Figura 6.2 – Crescimento da camada convectiva a partir das equações 3.5 e 3.6

Tabela 6.5 – Deslocamento lateral experimento Olad

x	σ_y (2000m) (m)	σ_y (5000m) (m)	σ_y (10000m) (m)	σ_y (15000m) (m)	σ_y (20000m) (m)
Olad 1	573,40	1081,22	-	-	-
Olad 5	204,3	395,73	602,07	-	-
Olad 9	-	-	1206,27	1510,32	1757,20
Olad 12	241,07	490,66	770,09	-	-

6.2 Desvios padrões da velocidade do vento σ_v

Para determinar o espalhamento da concentração integrada lateralmente, nos valem dos valores descritos pela tabela (6.5), que determinam os deslocamentos laterais da pluma para cada experimento, em função da distância da fonte. Na tabela (6.6), vemos os valores obtidos para σ_v , para cada experimento, utilizados na equação (5.24), para a determinação do deslocamento lateral da pluma.

Tabela 6.6 – Desvio padrão da componente v do vento para os experimento Olad

	σ_v (<i>rad.m/s</i>)
Olad 1	0,27
Olad 5	0,11
Olad 9	0,22
Olad 12	0,13

6.3 Emissões para o modelo proposto

Na tabela (6.7) temos as vazões obtidas pelo método proposto na seção (5.3). Os valores maiores das vazões, referem-se aos experimentos de fonte elevada, nos quais as massas totais liberadas foram maiores.

Tabela 6.7 – Desvio padrão e escala tempo lagrangeana, para a componente v do vento para os experimento Olad

	Altura H_s (m)	Liberação (MDT) (hh : mm)	Q (g/s)
Olad 1	3	07:06	2,27
Olad 5	3	06:58	2,19
Olad 9	100	06:48	10,79
Olad 12	3	04:00	3,24

6.4 Resultados numéricos da simulação

Neste capítulo, apresentam-se os resultados numéricos e estatísticos obtidos nas simulações do modelo representado pela equação (5.19). Para a obtenção da concentração de poluentes, foram utilizados os dados micrometeorológicos do experimento Olad (seção 6.1), duas parametrizações turbulentas (seção 5.4) e deslocamento lateral σ_y (seção 5.2). A comparação entre os resultados obtidos através da GILTT é feita com dados experimentais do experimento Olad.

Para a obtenção dos resultados numéricos, utilizou-se computação simbólica. Todas as simulações foram feitas em um microcomputador AMD ATLON XP 2100 MHz, com 64 MB de memória RAM. Para estas simulações, o perfil de vento u foi tomado constante e é

dado nas tabelas da seção (6.1).

Na solução via GIIT foram utilizados 30 autovalores no truncamento da série. Os valores de concentração obtidos foram 0.1% maiores do que uma série com 90 autovalores.

Para a simulação do experimento Olad 1, foram utilizados os coeficientes representados pelas equações (5.29) e (5.30). Avaliando o comportamento do coeficiente estável, nota-se na figura (6.3), que os maiores valores prevalecem na região mais próxima à superfície, causado pelo

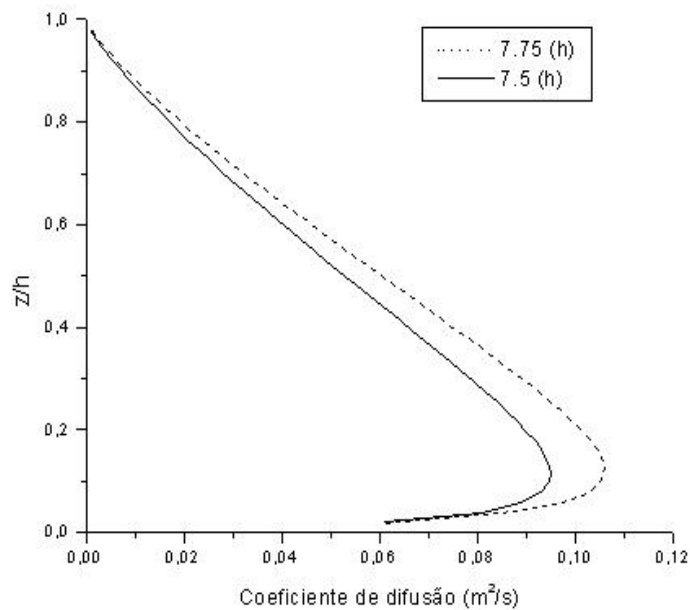


Figura 6.3 – Coeficiente de difusão

cisalhamento superficial. Os dois comportamentos foram obtidos para diferentes parâmetros turbulentos durante o mesmo dia de simulação.

O coeficiente de difusão instável (figura 6.4), mostra um comportamento diferente do anterior, basicamente em função da presença das termas. Na *CS*, a presença de velocidade convectiva mais lenta provoca um comportamento diferente em comparação com regiões mais elevadas da camada limite planetária. Na tabela (6.8), estão os resultados da simulação em comparação com os dados observados de concentração em três distâncias diferentes da fonte. Foram realizadas médias de uma hora para comparação, ressaltando que nas simulações dos experimentos Olad 1, 5 e 9 obteve-se dados no momento da transição de estabilidade atmosférica.

Na figura (6.5), vemos o gráfico de espalhamento dos resultados obtidos para a simulação

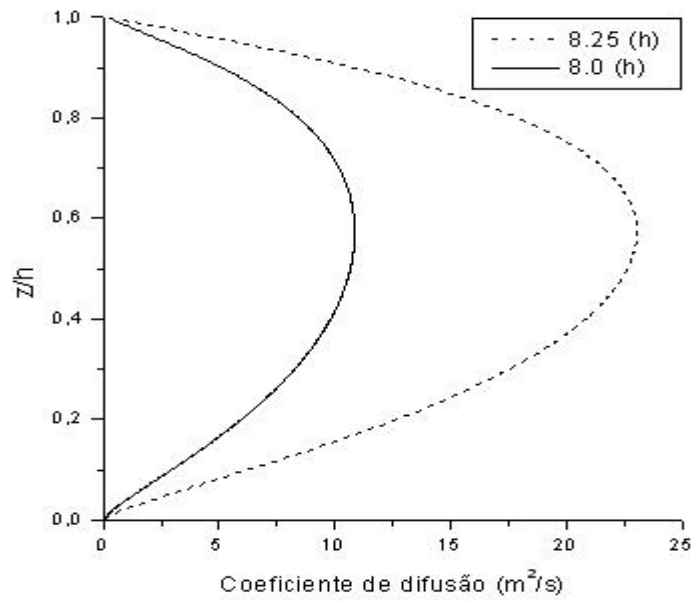


Figura 6.4 – Coeficiente de difusão

do experimento Olad. Nota-se que apenas um valor simulado não apresentou concordância com os valores observados. As linhas retas indicam um fator de 2, acima e abaixo do valor experimental.

A tabela (6.9) apresenta o resultado dos índices estatísticos, obtidos pela GILTT . Observa-se, nos resultados obtidos pela GILTT, um erro quadrático médio (Nmse) baixo, coeficiente de correlação (Cor) alto (em torno de 85 %) e um fator de dois (Fa2) de 78 %, indicando resultados aceitáveis.

Tabela 6.8 – Concentrações superficiais médias por linha de amostragem do Experimento Olad, equação (5.19), variando distância e horário de observação. Co representa as concentrações observadas experimentalmente.

	x	Dados - Co	GILTT - Cp
Olاد 1	(m)	($pptv$)	($pptv$)
7:30-8:30	2000	6911,63	3863,65
7:45-8:45	5000	3985,31	2236,99
Olاد 5			
6:45-7:45	2000	8585,5	11807,28
7:15-8:15	5000	4110,85	914,43
Olاد 9			
8:45-9:45	10000	391,20	355,85
9:00-10:00	15000	145,38	258,22
Olاد 12			
4:15-5:15	2000	7625,59	16942,12
5:00-6:00	5000	4246,49	6369,42
5:30-6:30	10000	1602,09	3326,32

Tabela 6.9 – Avaliação estatística do modelo

Modelo	NMSE	COR	FA2	FB	FS
GILTT	0,39	0,848	0,778	-0,13	-0,450

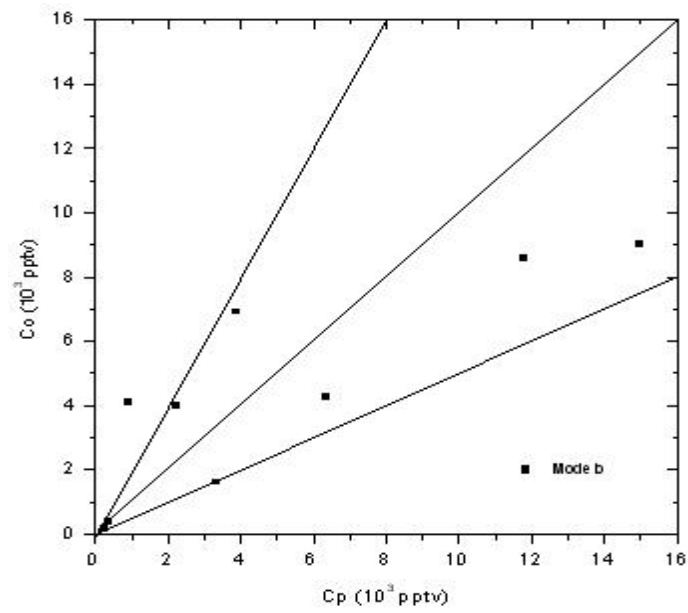


Figura 6.5 – Gráfico de espalhamento das concentrações modeladas

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Os parâmetros de escala turbulenta para o crescimento da camada limite planetária, atualmente, provam-se bastante necessários para o correto modelamento do fenômeno dispersivo atmosférico, nos momentos críticos de liberação de poluentes. A utilização de relações de fluxo e perfis na estimação destas escalas características turbulentas mostra-se bastante aplicáveis, principalmente em comparação com técnicas de simulação numérica quando se quer rápidos resultados. Técnicas como *Les (large eddy simulation)*, ainda produzem resultados simplificados de forçantes superficiais, na representação de superfícies reais, além de estimar parâmetros somente em condições bem desenvolvidas na camada limite planetária. A utilização das relações universais para a parametrizações de velocidade do vento e perfil de temperatura, mostrou-se bastante prática na determinação dos parâmetros, pois foram necessários poucas variáveis meteorológicas na obtenção dos parâmetros. Ainda, pode ser aplicado em códigos comerciais, para obter laudos técnicos.

Com o modelo matemático proposto, foi possível obter resultados aceitáveis do ponto de vista estatístico de concentrações superficiais, mesmo com as simplificações necessárias para a resolução do problema. Provou-se bastante realístico em situações de fonte em linha tanto para fonte baixa como para fonte elevada.

Na continuação deste trabalho pretende-se aprimorar o modelo matemático, incluindo uma variação temporal da concentração com reações químicas, na equação da difusão-advecção. A partir da variação temporal, pode-se determinar o deslocamento longitudinal da pluma σ_x , e não somente o transporte nesta direção. Enquanto que as reações químicas tratariam o comportamento do poluente mais corretamente na atmosfera. Concluindo, deve-se, futuramente tratar a pluma como um modelo a *puff*.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Anfossi, D., Oetl, D., Degrazia, G. A., and Goulart, A., 2005. "An analysis of sonic anemometer observations in low wind speed conditions", **Boundary-Layer Meteorology**, (114), pp. 179–203.

Batchvarova, E. and Gryning, S., 1990. "Applied model for the growth of the daytime mixed layer", **Boundary-Layer Meteorology**, (56), pp. 261–274.

Biltoft, C. A., Turley, S. D., Watson, T. B., Crescenti, G. H., and Carter, R. G., 1999. "Over-Land Atmospheric Dispersion (OLAD) Test Summary and Analysis", **Customer Report, U.S. Army Dugway Proving Ground, USA**.

Blackadar, A. K., 1997. "**Turbulence and Diffusion in the Atmosphere**". Springer, Berlin, Germany.

Buske, D., 2004. "**Solução analítica da equação de difusão-advecção pelo método GILTT aplicada à dispersão de poluentes atmosféricos**", Dissertação de mestrado, Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, UFRGS.

Chang, J. C., Chayantrakom, K., and Hanna, S. R., 2001. "Evaluation of CALPUFF, HPAC, and VLSTRACK with the Over-Land Alongwind Dispersion (OLAD) Field Data", **School of Computational Sciences, George Mason University**.

Cotta, R. and Mikhaylov, M., 1997. "**Heat Conduction Lumped Analysis, Integral Transforms, Symbolic Computation**". John Wiley & Sons, Baffins Lane, England.

Cotta, R. M., 1993. "**Integral transforms in computational heat and fluid flow**". CRC Press, Boca Raton, Florida.

Degrazia, G. A., 1983. "Dispersão lateral de poluentes na baixa atmosfera: análise do experimentos de Hanford 67", Dissertação de mestrado, Curso de Pós Graduação em Física, UFRGS.

Degrazia, G. A., Anfossi, D., Carvalho, J. C., Mangia, C., Tirabassi, T., and Campos Velho, H. F., 2000. "Turbulence parameterisation for PBL dispersion models in all stability conditions", **Atmospheric Environment**, vol. 34, pp. 3575–3583.

Degrazia, G. A. and Goulart, A., 2004. "Turbulência e dispersão de contaminantes na camada limite planetária", **Turbulência**, vol. 4, pp. 73–107.

Degrazia, G. A., Moreira, D. M., and Vilhena, M. T., 2001. "Derivation of an eddy diffusivity depending on source distance for vertically inhomogeneous turbulence in a convective boundary layer", **Journal of Applied Meteorology**, pages 1233–1240.

Degrazia, G. A., Velho, H. F. C., and Carvalho, J. C., 1997. "Nonlocal exchange coefficients for the convective boundary layer derived from spectral properties", **Contributions to Atmosph. Phys.**, pages 57–64.

Draxler, R. R., 1976. "Determination of atmospheric diffusion parameters", **Atmospheric Environment**, vol. 10, pp. 99–105.

Dyer, A. J., 1974. "A review of flux-profile relationships", **Boundary-Layer Meteorology**, vol. 7(3), pp. 363–372.

Erbrink, J., 2001. "A practical model for the calculation of σ_y and σ_z for use in on-line gaussian dispersion model for tall stacks, based on wind fluctuations", **Atmospheric Environment**, vol. 25A, pp. 277–283.

Erbrink, J., Cenedese, A., Cosemans, G., Lasserre-Bigorrry, A., Weber, H., and Stubi, R., 1997. "Pre-processing of meteorological data: vertical profiles", **International Journal of Environment and Pollution**, vol. 8(3-6), pp. 464–477.

Golder, D., 1972. "Relations among stability parameters in the surface layer", **Boundary-Layer Meteorology**, vol. 3(1), pp. 47–58.

Goulart, A. G., Moreira, D. M., and Vilhena, M. T., 2005. "A new growing model for the CBL: application to pollutant dispersion simulation by the GILTT method", **Personal Communication**, pages 261–274.

Hanna, S. R., 1986. "Lateral dispersion from tall stacks", **Journal of Climate and Applied Meteorology**, vol. 25, pp. 1426–1433.

Hanna, S. R., 1989. "Confidence limit for air quality models as estimated by bootstrap and jackknife resampling methods", **Atmospheric Environment**, vol. 23, pp. 1385–1395.

Holtslag, A. A. M. and Nieuwstadt, F. T. M., 1986. "Scaling the atmospheric boundary layer", **J. Applied Meteorology**, (22).

Holtslag, A. A. M. and Van Ulden, A. P., 1983. "A simple scheme for daytime estimates of the surface fluxes from routine weather data", **Journal of Climate and Applied Meteorology**, vol. 22(4), pp. 517–529.

Kaimal, J. C., Wyngaard, J. C., and Haugen, D. A., 1976. "Turbulence structure in the convective boundary layer", **Journal Atmospheric Science**, (33), pp. 2152–2169.

Moraes, L. L., Acevedo, O. C., Degrazia, G. A., Anfossi, D., da Silva, R., and Anabor, V., 2005. "Surface layer turbulence parameters over a complex terrain", **Atmospheric Environment**, vol. 39, pp. 3103–3112.

Moraes, O. L. L. and Acevedo, O. C., 2004. "Camada limite planetária-problemas com medições e interpretação de dados", **Turbulência**, vol. 4, pp. 109–136.

Özisik, M., 1974. "**Heat Conduction**". John Wiley & Sons, New York, 2 edition.

Panofsky, H. A. and Dutton, J. A., 1984. "**Atmospheric Turbulence**". John Wiley & Sons, New York.

Schlichting, H., 1968. "**Boundary-Layer Theory**". McGraw-Hill, New York, USA.

Segatto, C. F. and Vilhena, M. T., 1999. "The state of art of the LTS_N method", **Proceedings of Mathematics and Computational Reactor Physics and Environmental Analysis in Nuclear Applications**, pages 1618–1631.

Seinfeld, J. H., 1986. "**Atmospheric Chemistry and Physics of Air Pollution**".
Jonh Wiley & Sons, New York, USA.

Sellers, W. D., 1965. "**Physical Climatology**". The university of chicago press,
Chicago, USA.

Stull, R. B., 1988. "**An Introduction to Boundary Layer Meteorology**". Kluwer
Academic Publishers, Dordrecht, Holanda.

Tennekes, H., 1973. "A model for the dynamics of the inversion above a convective
boundary layer", **Journal Atmospheric Science**, (30), pp. 558–567.

Tillman, J. E., 1972. "The indirect determination of stability, heat and momentum
fluxes in the atmospheric boundary layer from simple scalar variables during dry unstable
conditions", **J. Applied Meteorology**, vol. 11(5), pp. 783–792.

Van Ulden, A. P. and Holtslag, A. A. M., 1985. "Estimation of atmospheric boundary
layer parameters for diffusion applications", **Journal of Climate and Applied Meteoro-
logy**, vol. 24, pp. 1196–1207.

Venkatram, A., 1980. "Estimating the Monim-Obukhov length in the stable boundary
layer for dispersion calculations", **Boundary-Layer Meteorology**, vol. 19(4), pp. 481–
485.

Venkatram, A. and Wyngaard, 1988. "**Air Pollution Modeling**". American Mete-
orological Society, Boston, USA.

Wortmann, S., Vilhena, M. T., Moreira, D., and Buske, D., 2005. "A new analytical
approach to simulate the pollutant dispersion in the PBL", **Atmospheric Environment**,
vol. 39, pp. 2171–2178.

Wyngaard, J. C., 1983. "Lectures on the Planetary Boundary Layer. D. K. Lilly and
T. Gal-Chen (eds.)", **Mesoscale Meteorology-Theoris, Obsevation and Models**, D.
Reidel, Dordrecht., pages 603–650.

Yaglom, A. M., 1977. "Comments on wind and temperature flux-profile relationships",
Boundary-Layer Meteorology, vol. 11(1), pp. 89–102.

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)