



UFSM

Tese de Doutorado

**UM MODELO EULERIANO DE DISPERSÃO DE
CONTAMINANTES APLICADO EM DIFERENTES
CONDIÇÕES DE ESTABILIDADE ATMOSFÉRICA**

Cristian Ricardo Nin Brauer

PPGFis

Santa Maria, RS, Brasil

2004

**UM MODELO EULERIANO DE DISPERSÃO DE
CONTAMINANTES APLICADO EM DIFERENTES
CONDIÇÕES DE ESTABILIDADE ATMOSFÉRICA**

por

Cristian Ricardo Nin Brauer

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física, Áreas Clássicas da Fenomenologia e Suas Aplicações, da Universidade Federal de Santa Maria, RS em preenchimento final dos requisitos para obtenção do grau de **Doutor em Física.**

PPGFis

Santa Maria, RS, Brasil

2004

**Universidade Federal de Santa Maria
Centro de Ciências Naturais e Exatas
Programa de Pós-Graduação em Física**

A Comissão Examinadora, abaixo assinada,
aprova a Tese de Doutorado

**UM MODELO EULERIANO DE DISPERSÃO DE
CONTAMINANTES APLICADO EM DIFERENTES
CONDIÇÕES DE ESTABILIDADE ATMOSFÉRICA**

elaborada por
Cristian Ricardo Nin Brauer

como requisito parcial para obtenção do grau de
Doutor em Física

COMISSÃO EXAMINADORA

Gervásio Annes Degrazia - UFSM (Presidente / Orientador)

Davidson Martins Moreira - ULBRA (Co-orientador)

Luiz Cláudio Gomes Pimentel - UFRJ

Tiziano Tirabassi - CNR

Oswaldo Luiz Leal de Moraes - UFSM

Santa Maria, 23 de Abril de 2004.

AGRADECIMENTOS

Agradeço, de forma especial, ao Prof. Dr. Gervásio Annes Degrazia, pelo seu trabalho como orientador, pela oportunidade de compartilhar da sua competência e experiência profissional, e também pelo grande incentivador e amigo que tem sido.

Ao CNPq, pelo suporte financeiro.

Ao Prof. Dr. Davidson Martins Moreira pela co-orientação realizada neste trabalho.

Aos colegas e amigos Débora Regina Roberti e Guilherme Welter pelo auxílio na manipulação dos métodos computacionais.

Ao Prof. Dr. Osvaldo Luiz Leal de Moraes, ao Prof. Dr. Otávio Costa Acevedo e ao Prof. Dr. Antônio Goulart pela ajuda teórica em pontos fundamentais de meu estudo e pela amizade.

Aos colegas Luciana Santi, Rodrigo Silva, Adriano Siqueira, Roberto Magnago, Gladis Ferla, Izabel Freitas e Ricardo Barreto pela

amizade e companheirismo durante o período da realização deste trabalho.

À coordenação e funcionários do Curso, que sempre estiveram a disposição para solucionar eventuais problemas surgidos.

Em especial a minha mãe, aos meus irmãos Martin e Karin que, de uma forma ou outra, ajudaram na realização deste trabalho.

Ao Odilo, Claci, Maurício e Fernando (família Konzen) pelo apoio na realização deste trabalho e pela amizade.

A Deus.

Sumário

Lista de Tabelas -----	vii
Lista de Figuras -----	x
Lista de Símbolos -----	xi
Resumo -----	xvi
Abstract -----	xviii
Capítulo 1 – Introdução -----	01
Capítulo 2 – Derivação dos coeficientes de difusão para uma turbulência gerada por efeitos térmicos e mecânicos -----	05
2.1 – Espectros de velocidade turbulenta unidimensionais na CLP -----	07
2.1.a – O espectro turbulento na Camada Limite Convectiva (CLC) -----	07
2.1.b – O espectro turbulento mecânico (gerado pelo cisalhamento do vento) na CLP -----	15
2.2 – Derivação do coeficiente de difusão para uma turbulência gerada por efeitos térmicos -----	19
2.3 – Derivação do coeficiente de difusão para uma turbulência gerada por efeitos mecânicos -----	22

2.4 – Derivação do coeficiente de difusão para uma turbulência gerada por efeitos térmicos e mecânicos -----	25
2.5 – Parametrização dos termos turbulentos nos coeficientes de difusão turbulentos -----	26
Capítulo 3 – Modelo Euleriano semi-analítico de poluição do ar - -----	30
3.1 – O modelo -----	30
Capítulo 4 – Descrição dos experimentos de dispersão, estabilidade do ar, perfil do vento e comportamento da pluma ---- -----	35
4.1 – Descrição dos experimentos de dispersão ----- -----	35
4.2 – Estabilidade do ar -----	39
4.3 – Perfil do vento -----	43
4.4 – Comportamento da pluma (“Plume rise”) -----	44
Capítulo 5 – Simulação das concentrações observadas através do modelo de dispersão -----	49
Capítulo 6 – Comparação dos resultados simulados com outros modelos -----	75
6.1 – Modelos de pluma gaussianos ----- -----	75

6.2 – Modelos de “puff” gaussianos CALPUFF -----	
-----	76
6.3 – Comparação dos resultados simulados com os de um modelo gaussiano e com os de um modelo “puff” gaussiano CALPUFF -----	77
Capítulo 7 – Conclusões e considerações finais -----	
-----	80
Referências Bibliográficas -----	83

LISTA DE TABELAS

TABELA 4.1. Parâmetros micrometeorológicos para o experimento de Copenhagen.....	37
TABELA 4.2. Parâmetros micrometeorológicos para o experimento de Prairie Grass	37
TABELA 4.3. Parâmetros micrometeorológicos para o experimento de Kinkaid.....	38
TABELA 5.1. Concentrações superficiais para o experimento de Copenhagen ($N_i=8$) utilizando-se a equação (37).....	51
TABELA 5.2. Índices estatísticos para o experimento de Copenhagen ($N_i=8$) utilizando-se a equação (37)	52
TABELA 5.3. Concentrações superficiais para o experimento de Copenhagen ($N_i=8$) utilizando-se a equação (47).....	52
TABELA 5.4. Índices estatísticos para o experimento de Copenhagen ($N_i=8$) utilizando-se a equação (47)	52
TABELA 5.5. Concentrações superficiais para o experimento de Copenhagen ($N_i=8$) utilizando-se a equação (49).....	53
TABELA 5.6. Índices estatísticos para o experimento de Copenhagen ($N_i=8$) utilizando-se a equação (49)	53
TABELA 5.7. Concentrações superficiais para o experimento de Prairie Grass. $\overline{c^y} (g m^{-2})$ na primeira linha para Prairie Grass, e na segunda linha, o presente modelo ($N_i=8$) utilizando-se a equação (37)	55

TABELA 5.8. Índices estatísticos para o experimento de Prairie Grass ($N_i=8$) utilizando-se a equação (37).....	56
TABELA 5.9. Concentrações superficiais para o experimento de Prairie Grass. $\bar{c}^y (g m^{-2})$ na primeira linha para Prairie Grass, e na segunda linha, o presente modelo ($N_i=8$) utilizando-se a equação (47)	57
TABELA 5.10. Índices estatísticos para o experimento de Prairie Grass ($N_i=8$) utilizando-se a equação (47).....	58
TABELA 5.11. Concentrações superficiais para o experimento de Prairie Grass. $\bar{c}^y (g m^{-2})$ na primeira linha para Prairie Grass, e na segunda linha, o presente modelo ($N_i=8$) utilizando-se a equação (49)	58
TABELA 5.12. Índices estatísticos para o experimento de Prairie Grass ($N_i=8$) utilizando-se a equação (49).....	59
TABELA 5.13. Concentrações superficiais para o experimento de Prairie Grass. $\bar{c}^y (g m^{-2})$ na primeira linha para Prairie Grass, e na segunda linha, o presente modelo ($N_i=8$) utilizando-se a equação (37)	61
TABELA 5.14. Índices estatísticos para o experimento de Prairie Grass ($N_i=8$) utilizando-se a equação (37).....	62
TABELA 5.15. Concentrações superficiais para o experimento de Prairie Grass. $\bar{c}^y (g m^{-2})$ na primeira linha para Prairie Grass, e na segunda linha, o presente modelo ($N_i=8$) utilizando-se a equação (47)	62

TABELA 5.16. Índices estatísticos para o experimento de Prairie Grass ($N_i=8$) utilizando-se a equação (47).....	63
TABELA 5.17. Concentrações superficiais para o experimento de Prairie Grass. $\bar{c}^y (g m^{-2})$ na primeira linha para Prairie Grass, e na segunda linha, o presente modelo ($N_i=8$) utilizando-se a equação (49)	64
TABELA 5.18. Índices estatísticos para o experimento de Prairie Grass ($N_i=8$) utilizando-se a equação (49).....	65
TABELA 5.19. Concentrações superficiais máximas para o experimento de Kinkaid ($N_i=8$) utilizando-se a equação (37) em diferentes distâncias da fonte	66
TABELA 5.20. Índices estatísticos para o experimento de Kinkaid ($N_i=8$) utilizando-se a equação (37).....	69
TABELA 5.21. Concentrações superficiais máximas para o experimento de Kinkaid ($N_i=8$) utilizando-se a equação (49) em diferentes distâncias da fonte	70
TABELA 5.22. Índices estatísticos para o experimento de Kinkaid ($N_i=8$) utilizando-se a equação (49).....	73
TABELA 6.1. Índices estatísticos simulados pelos três modelos para o experimento de Copenhagen	78
TABELA 6.2. Índices estatísticos simulados pelos três modelos para o experimento de Prairie Grass.....	78
TABELA 6.3. Índices estatísticos simulados pelos três modelos para o experimento de Kinkaid.....	79

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 4.1. Figura do efeito de empuxo; o abandono de uma altura H_s , é visualizada como uma pluma de material sem empuxo abandonado de uma fonte de altura $H_s + \Delta h$	45
FIGURA 5.1. Figura do gráfico de espalhamento para o experimento de Copenhagen das concentrações previstas pelo modelo em função das concentrações observadas	54
FIGURA 5.2. Figura do gráfico de espalhamento para o experimento de Prairie Grass das concentrações previstas pelo modelo em função das concentrações observadas	60
FIGURA 5.3. Figura do gráfico de espalhamento para o experimento de Kinkaid das concentrações previstas pelo modelo em função das concentrações observadas	74

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolo	Significado
a	aceleração
A	Constante para o modelo espectral
A_j	termo tabelado da equação de inversão de quadratura Gaussiana (pesos)
A_n	Constante de integração
B	Constante para o modelo espectral
B_n	Constante de integração
c_i	Constante da turbulência isotrópica ($i=u, v, w$)
c_p	capacidade de calor específico a pressão constante do ar seco
\bar{c}	concentração média de contaminantes
$\overline{c^y}$	concentração média de contaminantes integrada lateralmente
$\overline{c_n^y}$	concentração média de contaminantes integrada lateralmente na região n
$E_i(k)$	espectro de velocidade turbulento unidimensional no subintervalo inercial escrito em função do número de onda
f	freqüência adimensional
f_c	parâmetro de coriolis
f_m^*	freqüência adimensional associada ao máximo do espectro independente da estratificação
F	fluxo de empuxo

F_r	força resultante
$F_i^E (n)$	espectro Euleriano de energia normalizado pela variância da velocidade ($i=u, v, w$)
g	aceleração da gravidade
h_e	altura efetiva da fonte
H	fluxo de calor sensível
H_s	altura da emissão do poluente
k	número de onda
κ	Constante de Von-Karman
K_n	coeficiente de difusão na região n
K_x, K_y, K_z	coeficiente de difusão nas direções x, y e z , respectivamente
K_α	coeficiente de difusão generalizado ($\alpha = x, y, z$)
$K_{\alpha c}$	coeficiente de difusão generalizado ($\alpha = x, y, z$) convectivo
$K_{\alpha s}$	coeficiente de difusão generalizado ($\alpha = x, y, z$) mecânico
$K_{\alpha c+s}$	coeficiente de difusão generalizado ($\alpha = x, y, z$) para uma turbulência gerada por efeitos térmicos e mecânicos
L	escala de comprimento de Monin-Obukhov
L_p	transformada de Laplace
m	Massa
n	freqüência natural
N	número de camadas
N_i	número de inversões
o	quantidade observada
p	quantidade predita

P_o	pressão padrão
P	pressão da parcela de ar
P_j	termo tabelado da equação de inversão de quadratura Gaussiana (raízes)
Q	intensidade de uma fonte pontual contínua
r_i	raio da fonte
S	Parâmetro de estabilidade adimensional
$S_i^E(n)$	espectro de energia Euleriano ($i=u, v, w$)
$S_{ic}^E(n)$	espectro de energia Euleriano ($i=u, v, w$) convectivo
$S_{is}^E(n)$	espectro de energia Euleriano ($i=u, v, w$) mecânico
t	Tempo
T_a	temperatura ambiente
T_i	temperatura do contaminante na saída da fonte
T_p	temperatura da parcela de ar
T_o	temperatura inicial da parcela de ar
u	componente turbulenta da velocidade horizontal do vento
$(u_*)_o$	velocidade de fricção superficial
u_*	velocidade de atrito
U	velocidade média do vento
U_n	velocidade média do vento na região n
v	componente turbulenta da velocidade lateral do vento
V	Volume
V_i	velocidade vertical do contaminante na saída da fonte
w	componente turbulenta da velocidade vertical do vento

w_d	velocidade média do “downdraft”
w_*	escala de velocidade convectiva
W_a	peso do volume de ar deslocado
W_p	peso da parcela de ar
x	distância da fonte
X	distância adimensional convectiva ou térmica da fonte
X'	distância adimensional mecânica da fonte
z	altura acima da superfície
z_i	altura da Camada Limite Planetária Convectiva
z_o	Comprimento de rugosidade aerodinâmico
α	coordenadas espaciais x, y e z
β_i	razão entre as escalas de tempo Lagrangeana e Euleriana ($i=u, v, w$)
δ	função delta de Dirac
Δh	termo de correção devido a ascensão da pluma
Δz	variação da altura
ε	coeficiente de dissipação de energia cinética turbulenta
ε_b	coeficiente de dissipação devido ao forçante convectivo
ε_s	coeficiente de dissipação devido ao forçante mecânico
ϕ_ε	taxa de dissipação adimensional na camada superficial
Φ_ε	função de dissipação adimensional associada ao forçante mecânico da turbulência
λ_i	comprimento de onda
λ_m	comprimento de onda associado ao máximo do espectro

$(\lambda_m)_u$	comprimento de onda associado ao máximo do espectro na horizontal
$(\lambda_m)_v$	comprimento de onda associado ao máximo do espectro na lateral
$(\lambda_m)_w$	comprimento de onda associado ao máximo do espectro na vertical
π	constante numérica
Λ	Escala de comprimento local de Monin-Obukhov
θ	temperatura potencial
$\bar{\theta}$	temperatura potencial média
ρ	Massa específica
ρ_a	Massa específica do ar deslocado
ρ_p	Massa específica da parcela de ar
σ_i	desvio padrão das componentes das velocidades turbulentas ($i=u, v, w$)
σ_i^2	variância generalizada ($i=u, v, w$)
σ_α	parâmetro de dispersão generalizado ($\alpha=x, y, z$)
ψ_ε	função de dissipação adimensional associada ao forçante convectivo da turbulência
Ψ_m	função estabilidade adimensional

Resumo

Tese de Doutorado

Programa de Pós-Graduação em Física

Universidade Federal de Santa Maria, RS, Brasil

UM MODELO EULERIANO DE DISPERSÃO DE CONTAMINANTES APLICADO EM DIFERENTES CONDIÇÕES DE ESTABILIDADE ATMOSFÉRICA

Autor : Cristian Ricardo Nin Brauer

Orientador : Gervásio Annes Degrazia

Data e Local da Defesa : Santa Maria, 23 de Abril de 2004.

Neste trabalho apresenta-se um modelo que descreve a dispersão de poluentes em diferentes condições de estabilidade atmosférica e que pode ser utilizado para modelar a concentração de contaminantes liberados por fontes pontuais contínuas localizadas em diferentes alturas na CLP. Derivam-se coeficientes de difusão turbulentos para uma turbulência gerada por efeitos térmicos e mecânicos. Estes coeficientes são empregados no modelo de dispersão Euleriano semi-analítico de poluição do ar para simular as concentrações dos experimentos de Copenhagen, Prairie Grass e Kinkaid. As concentrações simuladas são comparadas com as concentrações observadas nos experimentos para efetuar a validação do referido modelo. Um conjunto de índices estatísticos é aplicado aos dados, os quais são comparados com os de um modelo gaussiano e com

os de um modelo de “puff” gaussiano CALPUFF. Com base nestas comparações, pode-se concluir que o modelo de dispersão Euleriano semi-analítico de poluição do ar fornece os melhores resultados para os experimentos de Copenhague e Prairie Grass porque os parâmetros físicos que descrevem o campo turbulento variam com a altura (a altura da CLP é discretizada em N subintervalos). Dessa forma, o modelo também pode ser usado em condições de inhomogeneidade da turbulência, enquanto que os modelos gaussianos valem somente para condições homogêneas e estacionárias da turbulência.

Abstract

This work describes a model for contaminant dispersion under different atmospheric stability conditions. It can be used to simulate the concentration of contaminants released from sources located at different heights in the PBL. Eddy diffusivities are derived for a convective and mechanical turbulence. These eddy diffusivities are introduced into an Eulerian air pollution model to simulate observed concentration data from the Copenhagen, Prairie Grass and Kinkaid experiments. The simulated concentrations are compared to the observed data to validate the above-mentioned model. A set of statistical indices is applied to the data and they are compared with data from a gaussian model and with data from CALPUFF model. These comparisons lead to the conclusion that the Eulerian air pollution model yields the best results for the Copenhagen and Prairie Grass experiments, because the physical parameters that describe the turbulent field varies with height (the height of the PBL is discretized in N subintervals). Furthermore, the model can also be used in inhomogeneous turbulence conditions, whereas the gaussian models can be used only in homogeneous and stationary turbulence conditions.

1. INTRODUÇÃO

Nas últimas décadas vem aumentando consideravelmente a preocupação do homem com a emissão de contaminantes na atmosfera terrestre. A poluição atmosférica é ocasionada por efeitos naturais (por exemplo, emissão de SO₂ por um vulcão) ou antropogênicos (por exemplo, emissões industriais e automotivas). Enquanto os níveis de poluição natural podem ser considerados constantes no tempo, os níveis de poluição ocasionada pelo homem estão em contínuo aumento. Enquanto que sobre poluição natural não existe, em geral, nenhum controle, a poluição antropogênica pode ser controlada. São muitos os problemas que a poluição do ar, produzida por atividades antropogênicas, ocasiona para o equilíbrio ecológico. Os gases e poeiras liberados na atmosfera provocam efeitos negativos nas proximidades das fontes (deteriorando a qualidade do ar em regiões urbanas, agrícolas e industriais), a média ou longa distância (chuva ácida, transporte transfronteiriço) e em escala global (buraco na camada de ozônio). Se as fontes poluidoras são numerosas ou de longo tempo de emissão ou, ainda se os poluentes são suficientemente tóxicos, os prejuízos ocasionados ao equilíbrio ecológico serão certamente consideráveis. Devido aos problemas ocasionados pela poluição do ar, é necessário estudar e entender o processo de dispersão de poluentes para prever as possíveis conseqüências do impacto ambiental sobre os diversos ecossistemas. Na década de cinquenta foram realizadas as primeiras medidas simultâneas de concentração, parâmetros de dispersão da pluma e parâmetros meteorológicos na

tentativa de encontrar relações empíricas entre difusão e fatores meteorológicos. O experimento mais importante foi o de Prairie Grass realizado nos EUA (Barad, 1958). Outro experimento de repercussão internacional ocorreu na década de oitenta em Copenhagen (Gryning, 1981). Ambos experimentos determinaram o campo de concentração na superfície terrestre a uma distância de cinquenta a seis mil metros a partir da fonte. As observações de campo são muitas vezes dificultadas por problemas operacionais e pelos altos custos.

Os modelos matemáticos são um instrumento particularmente útil no entendimento dos fenômenos que controlam o transporte, a dispersão e a transformação físico-química dos poluentes imersos na atmosfera. Estes modelos que permitem uma validação do nível observado de poluentes e a causa do efeito das emissões podem ser utilizados para evitar eventos críticos de poluição, discriminar os efeitos de várias fontes e de vários poluentes, estimar o impacto de novas fontes, e da mesma forma validar o estado da qualidade do ar em um determinado lugar.

A modelagem da dispersão de poluentes na atmosfera está associada a uma série de questões teóricas e práticas que devem ser resolvidas pelo conjunto da comunidade científica. O maior problema está ligado justamente a formulação da descrição em grande detalhamento espaço-temporal, de um fenômeno complexo como é o caso da turbulência atmosférica.

Um modelo de difusão estatístico capaz de explicar as principais características da turbulência na Camada Limite Planetária (CLP) foi derivado por Taylor (1921). Este modelo descreve o fenômeno da

difusão turbulenta em termos das variâncias das velocidades e das funções de autocorrelação. Aplicando-se o teorema de Wiener-Khinchin neste modelo, ou seja, substituindo-se a função de autocorrelação pela transformada de Fourier do espectro de energia, o modelo desenvolvido por Taylor fornece os coeficientes de difusão turbulentos que quantificam os processos de transporte na CLP. Cabe ressaltar que na derivação destes parâmetros, velocidades e escalas de comprimento características para cada tipo de CLP devem estar contidas no modelo de difusão estatístico de Taylor. Uma descrição em termos do espectro de energia considera a contribuição dos turbilhões de diferentes frequências no processo de transporte turbulento.

O objetivo principal do presente trabalho é desenvolver, analisar e discutir um modelo que descreva a dispersão de poluentes em todas as condições de estabilidade e possa ser usado para fontes altas e baixas na CLP. Além disso, coeficientes de difusão turbulentos (os quais contém os parâmetros físicos que descrevem os processos de transporte) para uma turbulência gerada por efeitos térmicos e mecânicos serão derivados e substituídos no modelo de dispersão Euleriano semi-analítico de poluição do ar para simular as concentrações dos experimentos de Copenhagen, Prairie Grass e Kinkaid. Estas simulações, serão comparadas com as concentrações observadas nos experimentos para efetuar a validação do referido modelo. Também será aplicado um conjunto de índices estatísticos aos dados, os quais serão comparados com os de um modelo gaussiano e com os de um modelo de “puff” gaussiano CALPUFF.

O presente trabalho encontra-se estruturado da seguinte maneira; no capítulo 2 empregando-se o modelo de difusão estatístico de Taylor é feito o desenvolvimento dos coeficientes de difusão para uma turbulência gerada por efeitos térmicos e mecânicos. No capítulo 3 apresenta-se um modelo de dispersão Euleriano semi-analítico de poluição do ar. No capítulo 4 faz-se a descrição dos experimentos de dispersão, estabilidade do ar, perfil do vento e comportamento da pluma. No capítulo 5 faz-se a comparação das concentrações observadas com os resultados do modelo de dispersão. No capítulo 6 faz-se a comparação dos resultados simulados com outros modelos. Finalmente, no capítulo 7 são apresentadas as conclusões e considerações finais.

2 DERIVAÇÃO DOS COEFICIENTES DE DIFUSÃO PARA UMA TURBULÊNCIA GERADA POR EFEITOS TÉRMICOS E MECÂNICOS

Sabemos que um fluxo turbulento é composto de uma sobreposição de turbilhões. Todos os turbilhões de vários tamanhos que compõem o movimento turbulento têm uma certa energia cinética, quantificada pelo módulo das flutuações de velocidade das frequências correspondentes. Estes turbilhões interagem continuamente entre si e com o mecanismo forçante turbulento, do qual eles extraem sua energia. Uma importante questão na física da dispersão turbulenta é compreender como a energia cinética turbulenta distribui-se entre as várias escalas (frequências) do movimento turbulento. De um ponto de vista prático é de fundamental importância identificar as escalas (frequências) associadas aos grandes turbilhões (turbilhões mais energéticos). Estes contem a maior parte da energia cinética turbulenta e são responsáveis pelo transporte turbulento na CLP. Dessa forma, é apropriado introduzir a fórmula para o parâmetro de dispersão σ_α , a qual foi derivada por Pasquill e Smith (1983):

$$\sigma_\alpha^2 = \frac{\sigma_i^2 \beta_i^2}{\pi^2} \int_0^\infty F_i^E(n) \frac{\text{sen}^2(\pi n t / \beta_i)}{n^2} dn \quad (1)$$

com $\alpha = x, y, z$ e $i = u, v, w$, onde $F_i^E(n)$ é o espectro de energia Euleriano normalizado pela variância da velocidade Euleriana σ_i^2 , β_i

é definido como a razão entre as escalas integrais de tempo Lagrangiana e Euleriana, n é a frequência, $\frac{\text{sen}^2(\pi n t / \beta_i)}{n^2}$ é um filtro passa baixa e t é o tempo de viagem.

A aproximação fundamental apresentada depende da equação dependente do tempo para a evolução do coeficiente de difusão turbulento K_α conforme Batchelor (1949),

$$K_\alpha = \frac{1}{2} \frac{d\sigma_\alpha^2}{dt}. \quad (2)$$

Das expressões (1) e (2) obtemos

$$K_\alpha = \frac{\sigma_i^2 \beta_i}{2\pi} \int_0^\infty F_i^E(n) \frac{\text{sen}(2\pi n t / \beta_i)}{n} dn \quad (3)$$

Como a expressão (1) contém β_i , ela também descreve σ_α^2 do ponto de vista Lagrangiano, e assim porque (3) expressa o coeficiente de difusão turbulento Lagrangiano K_α em termos da razão do espectro de energia Euleriano e da variância da velocidade Euleriana como uma transformada de Fourier no espaço das frequências.

Para encontrar os coeficientes de difusão turbulentos para uma turbulência gerada por efeitos térmicos e mecânicos, devemos inicialmente encontrar as expressões para os espectros de velocidade turbulenta unidimensionais na CLP, as quais serão derivadas na seção 2.1 abaixo.

2.1 Espectros de velocidade turbulenta unidimensionais na CLP

2.1.a O espectro turbulento na Camada Limite Convectiva (CLC)

A CLC é geralmente caracterizada por uma ascensão turbulenta do fluxo de calor sensível H da superfície ($H > 0$). Isto ocorre através de um gradiente negativo gerado pela diferença de temperatura entre a superfície e a camada de ar superior. Para o ar seco, podemos escrever a expressão do fluxo de calor sensível como $H = \rho c_p \left(\overline{w'\theta'} \right)_0$, onde ρ é a densidade do ar, c_p é a capacidade de calor específico a pressão constante do ar seco e $\left(\overline{w'\theta'} \right)_0$ é o fluxo de calor cinemático superficial. Os parâmetros característicos de uma CLC homogênea e estacionária são a velocidade de fricção superficial $(u_*)_0$, o fluxo de empuxo $\frac{g}{\bar{\theta}} \left(\overline{w'\theta'} \right)_0$ (g é a aceleração da gravidade e $\bar{\theta}$ é a temperatura potencial média), o parâmetro de Coriolis f_c e a altura da camada de mistura z_i , a qual é usualmente definida como a altura até a base de inversão mais baixa (Nieuwstadt, 1980).

Segundo Caughey (1981) e Garrat (1992) a estrutura da CLC (a qual ocorre desde o nascer do sol até o final da tarde), pode ser dividida da seguinte forma:

a) Camada Superficial

Na camada superficial, a turbulência de origem mecânica (gerada pelo cisalhamento do vento) desempenha um papel dominante até regiões verticais caracterizadas por $z \leq |L|$ (z é a altura acima da superfície), onde a teoria de Monin–Obukhov é válida. Nesta camada os perfis médios adimensionais, como espectro e estatísticas integrais dependem do parâmetro z/L . Por outro lado, as componentes turbulentas das velocidades horizontais adimensionais dependem do parâmetro z_i/L . Aqui L é a escala de comprimento de Monin–Obukhov definida como

$$L = - \frac{(u_*)_0^3}{k \frac{g}{\theta} (\overline{w'\theta'})_0} \quad (4)$$

onde $k=0.4$ é a constante von Karman.

b) Camada de convecção livre

Na Camada de convecção livre, definida no intervalo de $|L| < z < 0.1z_i$, $(u_*)_0$ não é uma escala de velocidade relevante enquanto z ainda é uma escala importante. De fato $(u_*)_0$ na prática nunca tende à zero, mas a condição de convecção livre local determina a escala para a estrutura turbulenta.

c) Camada de mistura

A camada de mistura compreende a maior parte da CLC, com $0.1 < z/z_i < 1$. A estrutura da turbulência é insensitiva a z e a $(u_*)_0$. A escala de velocidade característica então será w_* (escala de velocidade convectiva), onde

$$w_* = \left(\frac{g}{\theta} \left(\overline{w'\theta'} \right)_0 z_i \right)^{1/3} \quad (5)$$

Ao mesmo tempo, a escala de tempo convectiva z_i/w_* na camada de mistura é muito menor que f_c^{-1} , dessa forma, a dependência da estrutura turbulenta de f_c pode ser desprezada. Isto quer dizer que do ponto de vista estatístico a turbulência pode ser descrita em termos dos parâmetros característicos w_* e z_i . Isto é conhecido como a similaridade da CLC (Deardorff, 1972; Willis e Deardorff, 1974).

d) Camada interfacial de entranhamento ou zona de entranhamento

A camada interfacial de entranhamento está compreendida de $0.8z_i$ a $1.2z_i$. 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 a evidência de uma inversão flutuante, com penetrações de termas convectivas vindas de baixo. As escalas da

camada de mistura não podem assumir um comportamento universal nesta região.

Muitos espectros de velocidade unidimensionais turbulentos na CLP apresentam uma forma simples. No intervalo de frequências que representa o movimento turbulento, eles podem ser frequentemente bem representados por uma curva suave com um único máximo (quando plotados como $\log n S(n)$ versus $\log n$). Esta afirmação é válida para todas as componentes da velocidade em condições de turbulência dominadas pelo cisalhamento do vento, para o espectro da componente “w” (que é o espectro da velocidade vertical turbulenta) em condições instáveis. Já, para os espectros no caso convectivo as componentes horizontais “u” e “v” (que são os espectros das velocidades longitudinais e laterais) podem ter uma estrutura levemente diferente com a tendência de apresentar dois picos (Panofsky e Dutton, 1984, pág. 196).

Segundo Olesen et al. (1984) a expressão geral para descrever o espectro de velocidade unidimensional na CLP tem a seguinte forma:

$$\frac{n S_i^E(n)}{(u_*)_0^2} = \frac{A f^\gamma}{(1 + B f^\alpha)^\beta} \quad (6)$$

Na expressão acima, n é a frequência em ciclos/segundo ou hertz, $S_i^E(n)$ é o espectro de velocidade unidimensional em função da frequência, $f = n z / U$ é a frequência reduzida, U é a componente da velocidade longitudinal média do vento, A, B, α, β e γ são constantes, dependendo, portanto, das condições atmosféricas. Espectros que

apresentam essa forma são caracterizados por uma inclinação de baixas frequências em γ quando plotados no formato log versus log, e por uma inclinação de altas frequências para $\gamma - \alpha\beta$. Os espectros são mais ou menos pontiagudos dependendo dos valores de α, β e γ , ou seja, α, β e γ determinam a forma do espectro. As constantes A e B não influenciam a forma do espectro, mas somente a sua posição.

Quando construímos um modelo com o formato da expressão (6), somos livres para escolher um certo número de critérios diferentes de modo a determinar os coeficientes desconhecidos envolvidos.

Como uma consequência, primeiramente, um modelo espectral deverá ser consistente com a lei do subintervalo inercial de Kolmogorov isto é,

$$E_i(k) = \alpha_i \alpha_u \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (7)$$

onde $E_i(k)$ é um espectro de velocidade turbulento unidimensional no subintervalo inercial escrito em função do número de onda, ε é a taxa de dissipação média da energia cinética turbulenta, $k = 2\pi n/U$ é o número de onda e $\alpha_u = 0.5 \pm 0.05$ (Champagne et.al, 1977) e α_i são constantes.

Usando a relação entre o número de onda e a frequência $k = 2\pi n/U$, a equação (7) pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{2\pi n}{U} \frac{1}{(u_*)_0^2} E_i \left(\frac{2\pi n}{U} \right) = \alpha_i (0.5 \pm 0.05) \left(\frac{\varepsilon \kappa z}{(u_*)_0^3} \right)^{2/3} \left(\frac{2\pi n z}{U} \right)^{-2/3} \kappa^{-2/3} \quad (8)$$

Os termos do lado esquerdo nas expressões (6) e (8) correspondem ao espectro unidimensional normalizado, assim podemos escrever para o subintervalo inercial:

$$\frac{n S_i^E(n)}{(u_*)_0^2} = \alpha_i (0.5 \pm 0.05) (2\pi \kappa)^{-2/3} \phi_\varepsilon^{2/3} f^{-2/3} \quad (9)$$

e finalmente

$$\frac{n S_i^E(n)}{(u_*)_0^2} = c_i \phi_\varepsilon^{2/3} f^{-2/3} \quad (10)$$

onde $\phi_\varepsilon = \varepsilon \kappa z / (u_*)_0^3$ é a taxa de dissipação adimensional na camada superficial e $c_i = \alpha_i (0.5 \pm 0.05) (2\pi \kappa)^{-2/3}$ com $\alpha_i = 1, 4/3, 4/3$ (condição de isotropia) para as componentes u, v e w respectivamente, implicando que $c_u = 0.27$ (para o espectro da componente u) e $c_v = c_w = 0.36$ (para os espectros das componentes v e w).

O espectro de velocidade em condições convectivas pode ser obtido da expressão (6) e escrito como

$$\frac{n S_i^E(n)}{w_*^2} = \frac{A f^\gamma}{(1 + B f^\alpha)^\beta} \left(-\frac{\kappa L}{z_i} \right)^{2/3} \quad (11)$$

onde a relação

$$\frac{w_*^2}{(u_*)_0^2} = \left(\frac{z_i}{-\kappa L} \right)^{2/3}$$

foi usada. Na CLC, o subintervalo inercial para o espectro de velocidade turbulenta pode ser calculado da expressão (10) e representado como

$$\frac{n S_i^E(n)}{w_*^2} = c_i \kappa^{2/3} f^{-2/3} \psi_\varepsilon^{2/3} \left(\frac{z}{z_i} \right)^{2/3} \quad (12)$$

onde $\psi_\varepsilon = (\varepsilon_b z_i / w_*^3)$ é a função de dissipação adimensional associada ao forçante convectivo da turbulência e ε_b é a dissipação devida ao forçante convectivo.

Para grandes frequências (quando $n \rightarrow \infty$), a expressão (11) terá a forma abaixo

$$\frac{n S_i^E(n)}{w_*^2} = \frac{A}{B^\beta} f^{\gamma-\alpha\beta} \left(-\frac{\kappa L}{z_i} \right)^{2/3} \quad (13)$$

Se o modelo da expressão (11) é consistente com a lei de Kolmogorov, então a comparação entre as expressões (12) e (13) conduz a duas condições: uma se referindo a forma das altas frequências assintóticas

$$\gamma - \alpha \beta = -\frac{2}{3} \quad (14)$$

e a outra em relação à posição

$$A = c_i \kappa^{2/3} \psi_\varepsilon^{2/3} \left(\frac{z}{z_i} \right)^{2/3} \left(\frac{z_i}{-\kappa L} \right)^{2/3} B^\beta \quad (15)$$

Um outro critério diferente, aparece se exigirmos que a posição observada $\left[(f_m)_i^c \right]^\alpha$, da frequência do pico espectral convectivo coincida com o máximo do modelo da expressão (11). Neste caso teremos

$$\frac{d}{df} \left[A f^\gamma (1 + B f^\alpha)^{-\beta} \right] \Big|_{f = \left[(f_m)_i^c \right]^\alpha} = 0$$

e agora usando a primeira exigência mencionada anteriormente na expressão (14) podemos obter B como segue

$$B = \frac{1.5\gamma}{\left[(f_m)_i^c \right]^\alpha} \quad (16)$$

E, substituindo as expressões (15) e (16) na forma convectiva da expressão (11) teremos

$$\frac{n S_{ic}^E(n)}{w_*^2} = \frac{c_i \kappa^{2/3} \psi_\varepsilon^{2/3} (z/z_i)^{2/3} (1.5\gamma)^\beta f^\gamma}{\left(1 + \frac{1.5\gamma f^\gamma}{[(f_m^*)_i]^c} \right)^\beta \left\{ [(f_m^*)_i]^c \right\}^\alpha} \quad (17)$$

onde agora $[(f_m^*)_i]^c$ é a frequência reduzida do pico espectral convectivo e $S_{ic}^E(n)$ representa o espectro turbulento unidimensional convectivo.

Portanto, é apropriado para o espectro de velocidade Euleriano unidimensional em condições convectivas escolher a forma espectral conforme Olesen et al.. Para este caso com $\gamma=1$, $\alpha=1$ e $\beta=5/3$ em (17), obteremos a seguinte expressão

$$\frac{n S_{ic}^E(n)}{w_*^2} = \frac{(1.5)^{5/3} c_i \kappa^{2/3} \psi_\varepsilon^{2/3} (z/z_i)^{2/3} f}{[(f_m^*)_i]^c} \left\{ 1 + 1.5 \frac{f}{[(f_m^*)_i]^c} \right\}^{5/3} \quad (18)$$

e, finalmente substituindo $\kappa=0.4$ na expressão (18) resulta

$$\frac{n S_{ic}^E(n)}{w_*^2} = \frac{1.06 c_i f \left(\psi_\varepsilon \frac{z}{z_i} \right)^{2/3}}{[(f_m^*)_i]^c} \left\{ 1 + 1.5 \frac{f}{[(f_m^*)_i]^c} \right\}^{5/3} \quad (19)$$

2.1.b O espectro turbulento mecânico (gerado pelo cisalhamento do vento) na CLP

Quando o fluxo turbulento de calor sensível é negativo a única fonte que pode gerar turbulência na CLP é aquela produzida pelo mecanismo do cisalhamento do vento. Na camada limite neutra (CLN) (onde o fluxo de calor superficial é considerado igual a zero), geralmente a energia turbulenta decresce monotonicamente com a altura, e, as escalas de velocidade e comprimento são respectivamente, u_{*0} e u_{*0}/f_c . Na CLN superficial (aproximadamente dez por cento da profundidade da CLN), a produção do cisalhamento do vento é grande, aumentando a geração da energia cinética turbulenta. Nesta camada interior, os fluxos turbulentos não diferem muito dos seus valores na superfície (Garrat, 1992).

Em condições de ventos fortes e pouco resfriamento superficial, a turbulência em toda a camada limite estável (CLE) (a qual ocorre na presença de um fluxo de calor superficial negativo), é predominantemente contínua. A turbulência na CLE é muito mais fraca do que aquela que ocorre na CLC já que as forças de empuxo suprimem os vórtices turbulentos, os quais permanecem pequenos e independentes da distância da superfície. Como uma consequência, as escalas fundamentais desta turbulência contínua serão descritas em função dos fluxos locais (dependência em z) da tensão de Reynolds e do fluxo de calor turbulento (Niewstadt, 1984; Sorbjan, 1989).

Feitas as considerações para ambos os tipos de CLP dominadas pelo cisalhamento do vento (CLN e CLE com turbulência contínua), o espectro de velocidade unidimensional mecânico pode ser escrito como

$$\frac{n S_i^E(n)}{u_*^2} = \frac{A f^\gamma}{(1 + B f^\alpha)^\beta} \quad (20)$$

onde agora u_* é a velocidade de fricção local. Os casos muito estáveis não são descritos pela expressão (20), já que a teoria de Monin–Obukhov não é aplicada nestas condições extremas.

Numa CLP dominada pela turbulência mecânica, o subintervalo inercial para o espectro de velocidade turbulento é dado pela forma da expressão (10)

$$\frac{n S_i^E(n)}{(u_*)^2} = c_i \Phi_\varepsilon^{2/3} f^{-2/3} \quad (21)$$

onde $\Phi_\varepsilon = \varepsilon_s \kappa z / (u_*)^3$ é a função de dissipação adimensional associada ao forçante mecânico da turbulência e ε_s é a taxa de dissipação mecânica da energia cinética turbulenta.

O comportamento assintótico da expressão (20) para grandes frequências terá a seguinte forma

$$\frac{n S_i^E(n)}{u_*^2} = A f^{\gamma - \alpha \beta} B^\beta \quad (22)$$

resultando das expressões (21) e (22) as duas condições

$$\gamma - \alpha \beta = -\frac{2}{3} \quad (23)$$

$$A = c_i B^\beta \Phi_\varepsilon^{2/3} \quad (24)$$

Supondo que a posição observada $\left[\left(f_m^* \right)_i^{n+s} \right]^\alpha$ da frequência do pico espectral mecânico esteja concordando com o máximo da expressão (20) teremos

$$B = \frac{1.5 \gamma}{\left[\left(f_m^* \right)_i^{n+s} \right]^\alpha} \quad (25)$$

Agora, substituindo as expressões (24) e (25) no espectro unidimensional mecânico da expressão (20) resultará:

$$\frac{n S_{is}^E(n)}{u_*^2} = \frac{c_i \Phi_\varepsilon^{2/3} (1.5 \gamma)^\beta f^\gamma}{\left(1 + \frac{1.5 \gamma f^\alpha}{\left[\left(f_m^* \right)_i^{n+s} \right]^\alpha} \right)^\beta \left\{ \left[\left(f_m^* \right)_i^{n+s} \right]^\alpha \right\}^\beta} \quad (26)$$

onde $\left[\left(f_m^* \right)_i^{n+s} \right]^\alpha$ é a frequência reduzida do pico espectral neutro ou estável e $S_{is}^E(n)$ representa o espectro turbulento unidimensional mecânico.

Para o espectro de velocidade Euleriano unidimensional em condições mecânicas expressão (26) escolheremos a forma espectral dada por Olesen et al.. Para este caso $\gamma=1$, $\alpha=5/3$ e $\beta=1$ na expressão (26), e, dessa forma ficaremos com a seguinte expressão

$$\frac{n S_{is}^E(n)}{u_*^2} = \frac{1.5 c_i \Phi_\varepsilon^{2/3} f}{\left(1 + \frac{1.5 f^{5/3}}{\left[(f_m^*)_i^{n+s} \right]^{5/3}} \right) \left\{ \left[(f_m^*)_i^{n+s} \right]^{5/3} \right\}} \quad (27).$$

2.2 Derivação do coeficiente de difusão para uma turbulência gerada por efeitos térmicos

Precisamos calcular o coeficiente de difusão turbulento para uma turbulência gerada por efeitos térmicos, dessa forma devemos encontrar $\sigma_{ic}^2, \beta_{ic}$ e $F_{ic}^E(n)$ para substituir estes valores na expressão (3), a qual ficará da seguinte forma

$$K_{\alpha c} = \frac{\sigma_{ic}^2 \beta_{ic}}{2\pi} \int_0^\infty F_{ic}^E(n) \frac{\text{sen}(2\pi nt / \beta_{ic})}{n} dn \quad (28)$$

Wandel e Kofoed – Hansen (1962), Angell (1974), Pasquill (1974, pág 89) e Hanna (1981) sugeriram a seguinte expressão para β_{ic} :

$$\beta_{ic} = \gamma \frac{U}{\sigma_{ic}} \quad (29)$$

A variância da velocidade turbulenta Euleriana é dada pela expressão abaixo,

$$\sigma_{i_c}^2 = \int_0^{\infty} S_{i_c}^E(n) dn \quad (30)$$

isolando $S_{i_c}^E(n)$ e substituindo $f = \frac{nz}{U}$ na expressão (19) teremos,

$$S_{i_c}^E(n) = \frac{1.06 c_i z \left(\psi_{\varepsilon}^c \frac{z}{z_i} \right)^{2/3} w_*^2}{U \left[(f_m^*)_i^c \right]^{5/3} \left\{ 1 + 1.5 \frac{(nz/U)}{\left[(f_m^*)_i^c \right]} \right\}^{5/3}} \quad (31)$$

e substituindo (31) em (30),

$$\sigma_{i_c}^2 = \frac{1.06 c_i z \left(\psi_{\varepsilon}^c \frac{z}{z_i} \right)^{2/3} w_*^2}{U \left[(f_m^*)_i^c \right]^{5/3}} \int_0^{\infty} \left[1 + 1.5 \frac{nz}{U \left[(f_m^*)_i^c \right]} \right]^{-5/3} dn \quad (32)$$

daí, resolvendo a integral ficaremos com

$$\sigma_{i_c}^2 = \frac{1.06 c_i \left(\psi_{\varepsilon}^c \frac{z}{z_i} \right)^{2/3} w_*^2}{\left[(f_m^*)_i^c \right]^{2/3}} \quad (33)$$

onde a expressão (33) é a variância da velocidade turbulenta Euleriana convectiva ou térmica, a qual é utilizada para normalizar o espectro.

Assim, o espectro de energia Euleriano normalizado pela variância da velocidade Euleriana é:

$$F_{i_c}^E(n) = \frac{S_{i_c}^E(n)}{\sigma_{i_c}^2} = \frac{z}{U \left[(f_m^*)_i \right]^c} \left\{ 1 + 1.5 \frac{(nz/U)}{\left[(f_m^*)_i \right]^c} \right\}^{-5/3}. \quad (34)$$

Resolvendo primeiramente,

$$\frac{\sigma_{i_c}^2 \beta_{i_c}}{2\pi} = \frac{\sqrt{1.06} \gamma U c_i^{1/2} w_* \left(\psi_\varepsilon^c \frac{z}{z_i} \right)^{1/3}}{2\pi \left[(f_m^*)_i \right]^{1/3}} \quad (35)$$

e

$$\frac{2\pi t}{\beta_{i_c}} \equiv a = \frac{\sqrt{1.06} 2\pi c_i^{1/2} \left(\psi_\varepsilon^c \frac{z}{z_i} \right)^{1/3}}{\gamma \left[(f_m^*)_i \right]^{1/3}} \frac{z_i}{U} X \quad (36)$$

onde $X = \frac{x w_*}{U z_i}$ é uma distância adimensional definida pela razão entre o

tempo de viagem $\frac{x}{U}$ e a escala de tempo convectiva $\frac{z_i}{w_*}$.

Agora definindo $n' = bn$ onde $b = 1.5 z/U \left(f_m^* \right)_i^c$ e substituindo as expressões (34), (35) e (36) em (28) teremos a seguinte expressão,

$$K_{ac} = \frac{0.16c_i^{1/2} \gamma (\psi_\varepsilon^f)^{1/3} \left(\frac{z}{z_i} \right)^{4/3} w_* z_i}{\left[(f_m^*)_i \right]^{4/3}} \int_0^\infty \frac{\text{sen} \left\{ \frac{4.31c_i^{1/2} (\psi_\varepsilon^f)^{1/3} \left[(f_m^*)_i \right]^{-2/3}}{\gamma (z/z_i)^{2/3}} X n' \right\}}{(1+n')^{5/3} n'} dn' \quad (37)$$

que é válida para o coeficiente de difusão turbulento para uma turbulência gerada por efeitos térmicos, ou seja, convectivos.

2.3 Derivação do coeficiente de difusão para uma turbulência gerada por efeitos mecânicos

Precisamos calcular o coeficiente de difusão turbulento para uma turbulência gerada por efeitos mecânicos, dessa forma devemos encontrar σ_{is}^2 , β_{is} e $F_{is}^E(n)$ para substituir estes valores na expressão (3), a qual ficará da seguinte forma

$$K_{\alpha s} = \frac{\sigma_{is}^2 \beta_{is}}{2\pi} \int_0^\infty F_{is}^E(n) \frac{\text{sen}(2\pi nt/\beta_{is})}{n} dn \quad (38)$$

Wandel e Kofoed – Hansen (1962), Angell (1974), Pasquill (1974, pág 89) e Hanna (1981) sugeriram a seguinte expressão para β_{is} :

$$\beta_{is} = \gamma \frac{U}{\sigma_{is}} \quad (39)$$

A variância da velocidade turbulenta Euleriana é dada pela expressão abaixo,

$$\sigma_{i\ s}^2 = \int_0^{\infty} S_{i\ s}^E(n) dn \quad (40)$$

isolando $S_{i\ s}^E(n)$ e substituindo $f = \frac{nz}{U}$ em (27) teremos,

$$S_{i\ s}^E(n) = \frac{1.5 c_i z \Phi_{\varepsilon}^{2/3} u_*^2}{\left(1 + \frac{1.5(nz/U)^{5/3}}{\left[(f_m^*)_i^{n+s}\right]^{5/3}}\right) \left\{ \left[(f_m^*)_i^{n+s} \right]^{5/3} \right\} U} \quad (41)$$

e, substituindo a expressão (41) na (40),

$$\sigma_{i\ s}^2 = \frac{1.5 c_i z \Phi_{\varepsilon}^{2/3} u_*^2}{U \left[(f_m^*)_i^{n+s} \right]^{5/3}} \int_0^{\infty} \frac{dn}{\left(1 + \frac{1.5(nz/U)^{5/3}}{\left[(f_m^*)_i^{n+s}\right]^{5/3}}\right) \left\{ \left[(f_m^*)_i^{n+s} \right]^{5/3} \right\}} \quad (42)$$

resolvendo a integral ficaremos com

$$\sigma_{i\ s}^2 = \frac{2.32 c_i \Phi_{\varepsilon}^{2/3} u_*^2}{\left[(f_m^*)_i^{n+s} \right]^{2/3}} \quad (43)$$

onde a expressão (43) é a variância da velocidade turbulenta Euleriana mecânica ou de cisalhamento do vento, a qual é utilizada para normalizar o espectro. Assim, o espectro de energia Euleriano normalizado pela variância da velocidade Euleriana é:

$$F_{i_s}^E(n) = \frac{S_{i_s}^E(n)}{\sigma_{i_s}^2} = \frac{0.64(z/U)}{\left[(f_m^*)_i^{n+s} \right] \left\{ 1 + 1.5 \left[\frac{nz}{U (f_m^*)_i^{n+s}} \right]^{5/3} \right\}}. \quad (44)$$

Resolvendo primeiramente,

$$\frac{\sigma_{i_s}^2 \beta_{i_s}}{2\pi} = \frac{\sqrt{2.32} \gamma U c_i^{1/2} u_* \Phi_\varepsilon^{1/3}}{2\pi \left[(f_m^*)_i^{n+s} \right]^{1/3}} \quad (45)$$

e

$$\frac{2\pi t}{\beta_{i_s}} \equiv a = \frac{\sqrt{2.32} 2\pi c_i^{1/2} \Phi_\varepsilon^{1/3}}{\gamma \left[(f_m^*)_i^{n+s} \right]^{1/3}} \frac{z}{U} X' \quad (46)$$

onde $X' = \frac{xu_*}{Uz}$ é uma distância adimensional definida pela razão entre

o tempo de viagem $\frac{x}{U}$ e a escala de tempo mecânica $\frac{z}{u_*}$.

Agora definindo $n' = bn$ onde $b = \left[\frac{1.5}{\left\{ (f_m^*)_i^{n+s} \right\}^{5/3}} \right]^{3/5} \frac{z}{U}$ e substituindo as

expressões (44), (45) e (46) em (38) teremos a seguinte expressão,

$$K_{\alpha s} = \frac{0.15 c_i^{1/2} \gamma \Phi_\varepsilon^{1/3} u_* z}{\left[(f_m^*)_i^{n+s} \right]^{4/3}} \int_0^\infty \frac{\text{sen} \left\{ \frac{7.5}{\gamma} c_i^{1/2} \Phi_\varepsilon^{1/3} \left[(f_m^*)_i^{n+s} \right]^{2/3} X' n' \right\} dn'}{\left(1+n'^{5/3} \right) n'} \quad (47)$$

que é a expressão para o coeficiente de difusão turbulento para uma turbulência gerada por efeitos mecânicos, ou seja, pelo cisalhamento do vento.

2.4 Derivação do coeficiente de difusão para uma turbulência gerada por efeitos térmicos e mecânicos

Sabe-se que a dispersão turbulenta na CLP é gerada através de dois processos diferentes: o processo mecânico e o processo térmico. O primeiro está relacionado com o cisalhamento do vento, e é mais efetivo próximo da superfície. O último resulta do forçante de empuxo o qual é responsável geralmente pelo transporte convectivo de momento, calor ou outros escalares. Estes dois mecanismos forçantes dão origem a um grande intervalo de vórtices turbulentos e conseqüentemente a distribuição espectral da energia cinética turbulenta.

A hipótese da combinação linear dos dois mecanismos (efeito térmico e mecânico) pode ser assumida somente quando ocorrer à independência estatística entre as suas componentes de Fourier. Isto ocorre quando os intervalos dos números de onda contendo a energia principal estão bem separados para os dois espectros, conforme já foi mostrado por diversos autores (Hojstrup, 1982), (Berkowicz e Prahm,

1984), (Moeng e Sullivan, 1994) que um simples modelo de energia cinética turbulenta, baseado na omissão dos efeitos de interação entre o cisalhamento do vento (efeito mecânico) e empuxo (efeito térmico) pode ser considerado como uma boa aproximação para uma CLP intermediária. Assim, assumindo a hipótese de superposição dos efeitos produzidos pelos dois mecanismos forçantes, nós podemos escrever o coeficiente de difusão para uma turbulência gerada por efeitos térmicos e mecânicos como uma combinação das expressões (37) e (47), conforme a expressão a seguir,

$$K_{ac+s} = K_{ac} + K_{as} \quad (48)$$

e dessa maneira

$$K_{ac+s} = \frac{0.16 c_i^{1/2} \gamma (\psi_\varepsilon)^{1/3} \left(\frac{z}{z_i}\right)^{4/3} w_* z_i}{\left[(f_m^*)_i\right]^{4/3}} \int_0^\infty \frac{\text{sen} \left\{ \frac{4.31 c_i^{1/2} (\psi_\varepsilon)^{1/3} \left[(f_m^*)_i\right]^{2/3} X n'}{\gamma (z/z_i)^{2/3}} \right\} d n'}{(1+n')^{5/3} n'} +$$

$$\frac{0.15 c_i^{1/2} \gamma \Phi_\varepsilon^{1/3} u_* z}{\left[(f_m^*)^{n+s}\right]^{4/3}} \int_0^\infty \frac{\text{sen} \left\{ \frac{7.5 c_i^{1/2} \Phi_\varepsilon^{1/3} \left[(f_m^*)^{n+s}\right]^{2/3} X n'}{\gamma (1+n')^{5/3} n'} \right\} d n'}{(1+n')^{5/3} n'} \quad (49)$$

2.5 Parametrização dos termos turbulentos nos coeficientes de difusão turbulentos

Nesta seção apresentam-se as parametrizações que fornecem valores contínuos para todas as elevações da CLP ($z_o \leq z \leq h, z_i$) e para todas as condições de estabilidade do regime instável ao estável

(Degrazia et al. 2000). Estas parametrizações serão utilizadas no capítulo 5 na simulação dos experimentos de dispersão através do modelo que será apresentado no próximo capítulo.

a) Caso convectivo ou térmico, expressão (37):

Para o caso convectivo ou térmico, $(\psi_\varepsilon^c) = 1.5 - 1.2 \left(\frac{z}{z_i} \right)^{1/3}$ (Luhar and Britter, 1989), $w_* = (u_*)_o (-z_i/\kappa L)^{1/3}$ e, $(f_m^*)_i^c = z/(\lambda_m)_i$, onde $(\lambda_m)_i$ é o comprimento de onda associado ao máximo do espectro. Dessa forma, as expressões de $(f_m^*)_i^c$ para $i=u, v, w$ podem ser derivadas. De acordo com Kaimal et al. (1976), Caughey (1982), Degrazia e Anfossi (1998),

$$(\lambda_m)_u = (\lambda_m)_v = 1.5 z_i \quad (\text{I})$$

e

$$(\lambda_m)_w \approx \frac{z}{0.55 - 0.38 \left| \frac{z}{L} \right|}, \quad 0 \leq z \leq |L|$$

$$(\lambda_m)_w \approx 5.9 z, \quad |L| \leq z \leq 0.1 z_i \quad (\text{II})$$

$$(\lambda_m)_w \approx 1.8 z_i \left[1 - \exp\left(-4 \frac{z}{z_i}\right) - 0.0003 \exp\left(\frac{8z}{z_i}\right) \right], \quad 0.1 \leq z < z_i$$

assim que

$$\left(f_m^* \right)_i^c = z / \left(\lambda_m \right)_w \quad (\text{III})$$

e o valor de $\gamma = 0.55$.

b) Caso neutro ou estável, expressão (47):

Para o caso neutro ou estável Φ_ε^{n+s} pode ser escrito como Sorbjan (1989), $\Phi_\varepsilon^{n+s} = \Phi^n (1 + 3.7 z / \Lambda)$, onde $\Phi_\varepsilon^n = 1.25$ e $\Lambda = L(1 - z/h)^{(1.5\alpha_1 - \alpha_2)}$ (Degrazia and Moraes, 1992) é a escala de comprimento local de Monin-Obukhov. Para uma camada estável dominada pelo cisalhamento do vento, $\alpha_1 = 1.5$ e $\alpha_2 = 1.0$ (Nieuwstadt, 1984). Além disso, para uma camada limite neutra ou estável, $u_*^2 = \left(u_*^2 \right)_0 (1 - z/h)^{\alpha_1}$ na qual $\alpha_1 = 1.7$ para o caso neutro (Wyngaard et al. 1974). Assim, seguindo Delage (1974), Stull (1988) e Sorbjan (1989), obtemos,

$$\left(f_m^* \right)_i^{n+s} = \left(f_m \right)_{is}^n \left(1 + a_i \frac{f_c z}{G} + 3.7 \frac{z}{\Lambda} \right) \quad (\text{IV})$$

onde $\left(f_m \right)_{is}^n$ é a frequência do pico espectral na superfície em condições neutras, G é a velocidade do vento geostrófico e $f_c = 10^{-4} s^{-1}$ é o parâmetro de Coriolis. De acordo com Olesen et al. (1984) e Sorbjan (1989), $\left(f_m \right)_{us}^n = 0.045$, $\left(f_m \right)_{vs}^n = 0.16$ e $\left(f_m \right)_{ws}^n = 0.33$. Além disso, $a_w = 500$ (Hanna, 1968, 1981); como uma consequência da hipótese da escala de mistura de Blackadar (1962) (isto é, a escala de

comprimento assimpótica $l_{\infty} \approx G/f_c$ é limitada por um valor constante, igual para todas as componentes) assim $a_u=3889$ e $a_v=1094$. Então podemos escrever $f_c z/G = [f_c z/(u_*)_0][(u_*)_0/G]$ onde $(u_*)_0/G$ é o coeficiente de arraste geostrófico neutro, assim da equação (IV) resulta,

$$(f_m^*)_i^{n+s} = (f_m)_{is}^n \left(1 + a_i \frac{f_c z}{(u_*)_0} \frac{(u_*)_0}{G} + 3.7 \frac{z}{\Lambda} \right) \quad (V)$$

e, finalmente considerando $(u_*)_0/G=0.03$ conforme Tennekes (1982) e Hanna (1982), a equação (V) pode ser escrita da seguinte forma:

$$(f_m^*)_i^{n+s} = (f_m)_{is}^n \left(1 + 0.03 a_i \frac{f_c z}{(u_*)_0} + 3.7 \frac{z}{\Lambda} \right) \quad (VI)$$

e o valor de $\gamma=0.55$.

3 MODELO EULERIANO SEMI-ANALÍTICO DE POLUIÇÃO DO AR

3.1 O modelo

O estudo do transporte e dispersão de poluentes na atmosfera é muitas vezes descrito pela equação da difusão–advecção, que é obtida pela parametrização dos fluxos turbulentos na equação da continuidade pelo emprego do modelo de transporte por gradiente ou teoria K . Para um sistema de coordenadas cartesianas em que a direção x coincide com a do vento médio U , a equação da difusão–advecção no estado estacionário é escrita como (Arya, 1995),

$$U \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right) \quad (50)$$

onde \bar{c} representa a concentração média, U a velocidade média do vento na direção x e K_x , K_y e K_z são os coeficientes de difusão turbulenta. Integrando-se lateralmente a equação (50) e desprezando-se a difusão longitudinal (isto é, o termo de transporte advectivo em x é muito maior que o termo difusivo turbulento) dessa forma resulta:

$$U \frac{\partial \bar{c}^y}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial \bar{c}^y}{\partial z} \right) \quad (51)$$

onde $\overline{c^y}$ representa a concentração média integrada lateralmente. A expressão (51) está sujeita as condições de contorno de fluxo zero no solo e no topo da CLC, e uma fonte com taxa de emissão Q na altura H_s :

$$K_z \frac{\partial \overline{c^y}}{\partial z} = 0 \quad \text{em } z = 0, z_i \quad (52)$$

$$U \overline{c^y} (0, z) = Q \delta (z - H_s) \quad \text{em } x=0 \quad (53)$$

Levando em consideração a dependência do coeficiente K_z e o perfil do vento U com relação a variável z , a altura z_i da CLC é discretizada em N subintervalos. Considerando-se os seguintes valores médios para K_z e U nestes subintervalos

$$K_n = \frac{1}{z_n - z_{n-1}} \int_{z_{n-1}}^{z_n} K_z (z) dz \quad (54)$$

$$U_n = \frac{1}{z_n - z_{n-1}} \int_{z_{n-1}}^{z_n} U_z (z) dz. \quad (55)$$

Portanto a solução da expressão (51) é reduzida à solução de N problemas do tipo:

$$U_n \frac{\partial}{\partial x} \overline{c_n^y} = K_n \frac{\partial^2}{\partial z^2} \overline{c_n^y} \quad \text{com } z_{n-1} \leq z \leq z_n \quad (56)$$

para $n=1:N$, onde $\overline{c_n^y}$ representa a concentração no enésimo subintervalo. Para determinar as $2N$ constantes de integração a condição adicional $(2N-2)$, chamada de continuidade da concentração, e fluxo na interface são consideradas:

$$\overline{c_n^y} = \overline{c_{n+1}^y} \quad z = z_n \quad n = 1, 2, \dots, (N-1) \quad (57)$$

$$K_n \frac{\partial}{\partial z} \overline{c_n^y} = K_{n+1} \frac{\partial}{\partial z} \overline{c_{n+1}^y} \quad z = z_n \quad n = 1, 2, \dots, (N-1). \quad (58)$$

Aplicando a transformada de Laplace na equação (56) resulta:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \overline{c_n^y}(s, z) - \frac{U_n s}{K_n} \overline{c_n^y}(s, z) = - \frac{U_n}{K_n} \overline{c_n^y}(0, z) \quad (59)$$

onde $\overline{c_n^y}(s, z) = L_p \left\{ \overline{c_n^y}(x, z); x \rightarrow s \right\}$, onde L_p denota a transformada de Laplace. A solução da expressão (59) é expressa como:

$$\overline{c_n^y}(s, z) = A_n e^{-R_n z} + B_n e^{R_n z} + \frac{Q}{2R_n} \left(e^{-R_n(z-H_s)} - e^{R_n(z-H_s)} \right) \quad (60)$$

onde,

$$R_n = \pm \sqrt{\frac{U_n s}{K_n}} \quad \text{e} \quad R_a = \pm \sqrt{U_n s K_n} \quad (61)$$

Finalmente, aplicando-se as condições de contorno e interface obtém-se um sistema linear para as constantes de integração. Obtém-se a concentração de contaminantes invertendo-se numericamente a concentração transformada $\overline{c_n^y}$ por quadratura de Gauss (Heydarian e Mullineaux, 1989), ou seja:

$$\overline{c_n^y}(x, z) = \sum_{j=1}^{N_i} A_j \cdot \frac{P_j}{x} \cdot \left(A_n e^{-\left(\sqrt{\frac{P_j U_n}{x K_n}}\right) \cdot z} + B_n e^{\left(\sqrt{\frac{P_j U_n}{x K_n}}\right) \cdot z} \right). \quad (62)$$

que é a expressão válida para subintervalos que não contém a fonte e,

$$\overline{c_n^y}(x, z) = \sum_{j=1}^{N_i} A_j \frac{P_j}{x} \left[A_n e^{-\left(\sqrt{\frac{P_j U_n}{x K_n}}\right) \cdot z} + B_n e^{\left(\sqrt{\frac{P_j U_n}{x K_n}}\right) \cdot z} + \frac{1}{2} \frac{Q}{\sqrt{\frac{P_j K_n U_n}{x}}} \left(e^{-\left(z-H_s\right)\left(\sqrt{\frac{P_j U_n}{x K_n}}\right)} - e^{\left(z-H_s\right)\left(\sqrt{\frac{P_j U_n}{x K_n}}\right)} \right) \right] \quad (63)$$

válida para o subintervalo que contém a fonte. É importante notar que A_n e B_n são as constantes de integração que são determinadas aplicando-se as condições de contorno e interface; A_j e P_j são, respectivamente, os pesos e as raízes da quadratura de Gauss (Stroud e Secrest, 1966) e N_i é o número de inversões. Os melhores resultados

ocorrem quando $N_i=8$ (Vilhena e Barichello, 1991; Vilhena e Streck, 1992).

4 DESCRIÇÃO DOS EXPERIMENTOS DE DISPERSÃO, ESTABILIDADE DO AR, PERFIL DO VENTO E COMPORTAMENTO DA PLUMA

4.1 Descrição dos experimentos de dispersão

Para que a validação do modelo seja realizada, emprega-se os experimentos de dispersão realizados nos sítios de Copenhagen, O' Neil e Kinkaid. Para os experimentos de dispersão em Copenhagen, descritos nos artigos de Gryning e Lyck (1984) e Gryning (1987), o contaminante passivo foi liberado sem empuxo de uma altura de 115m e as concentrações integradas lateralmente (normalizadas pela taxa de emissão Q) foram observadas ao nível do solo ($z=0$). As liberações de SF_6 começaram 1h antes do início da amostragem. O comprimento de rugosidade foi de 0.6m. Na tabela 4.1 são exibidos os dados micrometeorológicos dos experimentos de dispersão na Camada Limite Convectiva de Copenhagen.

Para fonte baixa a performance do modelo tem sido confrontada com dados experimentais de concentrações integradas lateralmente ao nível do solo de contaminantes passivos usando um traçador de SO_2 do experimento de Prairie Grass em O' Neil, Nebraska, em 1956, descrito em Barad (1958). O traçador foi liberado a uma altura de 0.5 m e coletado a 1.5m nas distâncias de 50, 100, 200, 400 e 800 m. O terreno de Prairie Grass foi plano e com rugosidade aerodinâmica de 0.6 cm. Os

dados micrometeorológicos deste experimento de dispersão estão na tabela 4.2.

Levando-se em consideração o empuxo, foi utilizado o experimento de Kinkaid em Ilinois, USA. A altura da fonte é de 187 m com diâmetro de 9 m. O comprimento de rugosidade de aproximadamente 10 cm. Durante o experimento foi liberado SF_6 . As concentrações máximas foram observadas ao nível do solo. Uma descrição completa do experimento é encontrada no trabalho de Hanna e Paine (1989). Os dados micrometeorológicos deste experimento de dispersão são apresentados na tabela 4.3.

Os traçadores utilizados nos experimentos são mais densos que o ar (SF_6 e SO_2), de modo que eles se depositariam rapidamente no solo depois de sua liberação pela fonte. A utilização destes traçadores foi possível devido ao fato que sua liberação ocorreu em níveis de concentração muito pequenos de forma que o peso molecular da mistura liberada é próximo ao peso molecular do ar e assim os efeitos gravitacionais sobre o traçador podem ser desconsiderados. Sabe-se que para a simulação deste modelo o material liberado deve ser um gás estável e que permaneça suspenso no ar por um longo tempo (não é levada em consideração a perda de material da pluma).

Na tabela 4.1 abaixo estão os parâmetros micrometeorológicos durante o experimento de Copenhagen para serem utilizados no modelo dado pelas expressões (62) e (63). Na tabela 4.2 encontram-se os dados

para o experimento de Prairie Grass, e, finalmente, na tabela 4.3 estão os dados micrometeorológicos para o experimento de Kinkaid.

Tabela 4.1: Parâmetros micrometeorológicos durante o experimento de Copenhagen.

Experimento	$U (m.s^{-1})$	$u_* (m.s^{-1})$	$L(m)$	$w_* (m.s^{-1})$	$z_i (m)$
1	3.4	0.36	-37	1.8	1980
2	10.6	0.73	-292	1.8	1920
3	5.0	0.38	-71	1.3	1120
4	4.6	0.38	-133	0.7	390
5	6.7	0.45	-444	0.7	820
6	13.2	1.05	-432	2.0	1300
7	7.6	0.64	-104	2.2	1850
8	9.4	0.69	-56	2.2	810
9	10.5	0.75	-289	1.9	2090

Tabela 4.2: Parâmetros micrometeorológicos durante o experimento de Prairie Grass.

Experimento	$L(m)$	$z_i (m)$	$w_* (m.s^{-1})$	$U (m.s^{-1})$	$Q (g.s^{-1})$
1	-9	260	0.84	3.2	82
5	-28	780	1.64	7.0	78
7	-10	1340	2.27	5.1	90
8	-18	1380	1.87	5.4	91
9	-31	550	1.70	8.4	92
10	-11	950	2.01	5.4	92
15	-8	80	0.70	3.8	96
16	-5	1060	2.03	3.6	93
19	-28	650	1.58	7.2	102
20	-62	710	1.92	11.3	102
25	-6	650	1.35	3.2	104
26	-32	900	1.86	7.8	98
27	-30	1280	2.08	7.6	99
30	-39	1560	2.23	8.5	98
43	-16	600	1.66	6.1	99
44	-25	1450	2.20	7.2	101
49	-28	550	1.73	8.0	102
50	-26	750	1.91	8.0	103
51	-40	1880	2.30	8.0	102
61	-38	450	1.65	9.3	102

Tabela 4.3: Parâmetros micrometeorológicos durante o experimento de Kinkaid.

Exp.	$z_i (m)$	$u_* (m/s)$	$w_* (m/s)$	$L (m)$	$T_a (K)$	$T_i (K)$	$V_i (m/s)$	$Q (g/s)$
1	2076	0.30	2.65	-8.6	298.4	416	14.6	10.2
2	2092	0.31	2.53	-11.2	298.4	416	14.6	8.2
3	893	0.22	1.95	-3.9	284.2	432	29.6	11.2
4	1032	0.22	1.95	-4.8	285.2	432	29.2	11.2
5	1175	0.28	2.05	-10.4	286.2	432	29.6	11.3
6	1355	0.25	2.19	-6.3	286.6	432	29.9	11.1
7	1300	0.37	2.17	-23.5	290.8	441	27.9	11.5
8	1743	0.34	1.68	-40.3	291.3	442	27.1	11.8
9	1840	0.29	1.24	-63.5	291.6	445	27.3	12.2
10	850	0.30	1.52	-8.6	296.6	453	28.5	11.2
11	1447	0.28	2.31	-6.6	297.6	456	31.8	11.2
12	1223	0.50	2.33	-35.4	299.9	440	18.0	11.0
13	2069	0.57	2.66	-58.5	300.4	441	18.0	11.0
14	950	0.40	1.79	-24.4	285.0	436	16.6	16.2
15	1253	0.46	1.99	-33.3	286.1	438	16.9	12.0
16	1548	0.44	2.12	-27.0	287.5	434	17.9	11.1
17	2250	0.46	2.30	-28.6	288.5	433	18.7	10.8
18	2450	0.52	2.35	-41.3	289.5	431	17.6	10.8
19	2506	0.53	2.29	-51.4	289.8	431	15.7	10.8
20	2528	0.52	2.08	-67.8	290.1	436	14.2	11.6
21	1700	0.37	2.43	-14.3	290.9	420	17.3	12.1
22	1750	0.29	2.56	-6.0	290.4	423	18.9	12.0
23	1776	0.56	2.60	-46.1	290.9	426	18.3	11.5
24	1800	0.47	2.60	-29.6	292.6	426	18.8	11.1
25	1950	0.39	2.46	-20.6	291.4	395	21.7	10.6
26	1131	0.41	2.69	-18.7	298.0	421	21.1	12.9
27	2252	0.47	2.53	-42.1	299.9	435	29.8	13.1
28	2676	0.51	2.37	-67.6	300.0	436	31.8	13.2
29	1725	0.30	3.09	-5.2	299.6	434	37.3	13.5
30	1750	0.26	2.91	-4.3	299.8	434	39.3	13.7

31	1750	0.25	2.61	-5.4	299.9	434	38.2	13.9
32	1450	0.32	2.61	-8.0	302.2	435	30.0	19.8
33	1450	0.33	2.46	-11.2	302.4	435	30.2	20.0
34	1483	0.34	2.21	-18.3	302.3	436	31.4	19.5
35	1505	0.26	1.68	-18.5	301.5	436	32.0	18.6
36	1014	0.52	2.11	-45.1	292.3	397	19.9	16.7
37	1462	0.54	2.98	-35.8	293.0	397	19.0	16.4
38	2274	0.55	2.95	-42.3	293.5	390	20.9	16.2
39	1376	0.63	2.45	-86.1	297.4	390	13.0	18.5
40	1455	0.62	2.25	-108.0	297.2	395	13.2	18.6
41	1539	0.66	2.30	-131.0	297.1	398	15.1	19.1
42	1594	0.61	1.91	-191.0	296.9	398	15.8	18.5
43	1124	0.28	2.51	-6.4	296.8	427	16.8	13.0
44	1250	0.31	2.62	-8.3	297.7	428	16.4	13.2
45	1353	0.32	2.55	-10.6	298.5	428	16.9	12.7
46	1635	0.30	2.54	-9.2	299.0	428	17.0	12.1
47	1721	0.29	2.40	-11.6	299.4	428	16.5	12.2
48	1794	0.32	2.14	-21.2	299.4	428	16.0	12.5
49	1851	0.34	1.55	-67.5	299.3	427	16.0	12.7
50	952	0.67	2.47	-81.2	299.7	431	16.7	12.6
51	1222	0.68	2.59	-85.6	300.3	431	17.0	12.7
52	1300	0.60	2.69	-59.2	301.1	432	17.0	12.9
53	1360	0.68	2.55	-113.0	301.1	432	17.0	12.5

4.2 Estabilidade do ar

A temperatura diminui com a queda de pressão durante a ascensão de uma parcela de ar. Se a parcela de ar seco sobe adiabaticamente, sem condensação, adição ou remoção de calor devido a um processo externo, ela esfriará a uma taxa de 1°C a cada 100m de altura. Alternativamente,

se a parcela de ar a uma pressão P na atmosfera desce para o solo a uma pressão padrão P_0 , ela aquece de modo que sua temperatura nesta pressão é dada por:

$$\theta = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^{0.286} \quad (64)$$

Esta temperatura é chamada de temperatura potencial da parcela de ar. A parcela de ar será elevada através da atmosfera se sobre ela atuar uma força de empuxo. Esta força resultante F_r , sobre a parcela de ar, é igual ao peso do volume de ar deslocado W_a , menos o peso da parcela de ar W_p :

$$F_r = W_a - W_p = g V (\rho_a - \rho_p) \quad (65)$$

onde F_r positivo indica um empuxo positivo, g é a aceleração da gravidade, V é o volume da parcela de ar e ρ a massa específica.

Da segunda lei de Newton sabe-se que $F_r = m a$ e então a aceleração resultante experimentada pela parcela de ar devido à força de empuxo é:

$$a = \frac{F_r}{m} = \frac{g V (\rho_a - \rho_p)}{V \rho_p} = \frac{g (\rho_a - \rho_p)}{\rho_p} \quad (66)$$

Desde que a pressão experimentada pela parcela de ar e a atmosfera sejam aproximadamente a mesma, isto pode ser reescrito em termos da temperatura usando a equação de estado abaixo:

$$a = \frac{g(T_p - T_a)}{T_a} \quad (67)$$

A parcela de ar é submetida a adquirir empuxo pela mudança de temperatura adiabaticamente seca devido a sua ascensão,

$$T_p = T_0 - \Gamma_d \Delta z \quad (68)$$

onde T_0 é a temperatura inicial no mesmo nível, Δz é a variação de altura, $\Gamma_d = 1^\circ C/100m$. Assumindo,

$$\Gamma = -\frac{dT}{dz} \quad (69)$$

como a taxa de decréscimo de temperatura para o ar ambiente, a equação para a aceleração pode ser escrita como:

$$a = \frac{g(\Gamma - \Gamma_d)\Delta z}{T_a} \quad (70)$$

Normalmente o parâmetro de estabilidade S é definido como:

$$S = \frac{\Gamma_d - \Gamma}{T} \quad (71)$$

e espera-se que quando S for maior que zero a força de empuxo é para baixo (dependendo do sistema de referência), e os movimentos verticais são suprimidos. Então o ar é dito ser estável. Semelhantemente, quando S for menor que zero espera-se uma força de empuxo positiva e a atmosfera é dita instável. No caso de S ser zero, a atmosfera é classificada como neutra ou simplesmente adiabática seca.

Na camada limite superficial a temperatura potencial θ pode ser calculada com suficiente precisão pela equação:

$$\theta = T + \Gamma_d z \quad (72)$$

então,

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{dT}{dz} + \Gamma_d = \Gamma_d - \Gamma \quad (73)$$

logo,

$$S = \frac{\Gamma_d - \Gamma}{T} \approx \frac{\frac{d\theta}{dz}}{T} \approx \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dz} \quad (74)$$

Isto, de fato, é a forma padrão do parâmetro de estabilidade S . A última aproximação é válida simplesmente porque a temperatura absoluta tem uma variação insignificante na camada limite, assim:

$$S = \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dz} \quad (75)$$

4.3 Perfil do vento

Neste trabalho, o perfil da velocidade média do vento tem sido parametrizado seguindo a Teoria de Similaridade de Monin-Obukhov e o modelo OML (Berkowicz et al., 1986):

$$U = \frac{u_*}{k} \left[\ln(z/z_0) - \Psi_m(z/L) + \Psi_m(z_0/L) \right] \quad \text{se } z \leq z_b \quad (76)$$

$$U = U(z_b) \quad \text{se } z > z_b \quad (77)$$

onde $z_b = \min[|L|, 0.1z_i]$, $k=0.4$ é a constante de Von Karman, u_* é a velocidade de fricção, z_0 o comprimento de rugosidade e Ψ_m é a função estabilidade dada por (Paulsen, 1975):

$$\Psi_m = 2 \ln \left[\frac{1+A}{2} \right] + \ln \left[\frac{1+A^2}{2} \right] - 2 \tan^{-1}(A) + \frac{\pi}{2} \quad (78)$$

com A definido por:

$$A=(1-16z/L)^{1/4} \quad (79)$$

O perfil da velocidade média do vento derivado da equação (76) será utilizado na simulação do modelo em todos os experimentos utilizados neste trabalho (experimentos de Copenhagen, Prairie Grass e Kinkaid).

4.4 Comportamento da pluma (“Plume rise”)

A maioria das fontes de poluição industrial são chaminés com descargas de momentum, calor e poluentes. Uma pluma com empuxo próprio pode elevar-se centenas de metros e este fenômeno pode contribuir substancialmente para a diluição dos constituintes da pluma antes de alcançarem o nível do solo. Dessa forma, o comportamento da pluma é um importante fator a ser considerado na modelagem da difusão. Para termoelétricas e outras fontes industriais de tamanho moderado a grande, a maior contribuição para o comportamento da pluma é devido à diferença de densidade entre o contaminante e o ar ambiente. Fontes de momentum podem ser importantes para pequenas fontes.

O comportamento da pluma varia não somente com as condições da fonte, mas também com as condições meteorológicas locais como a velocidade do vento, estratificação do ambiente (gradiente de

temperatura potencial) e turbulência ambiente além de ser uma forte função da distância da fonte.

No caso de um contaminante liberado com empuxo próprio em condições convectivas ou neutras, o comportamento final da pluma é dado pelos modelos de Briggs (1975). Tais modelos incorporam mais dados da descrição física da CLP e fornecem uma melhor concordância com o comportamento dos máximos de concentração observados de termelétricas apresentados no trabalho de Weil (1979).

O primeiro modelo de Briggs assume que o comportamento final da pluma ocorre quando a taxa de dissipação turbulenta dentro da pluma diminui ao nível da turbulência ambiente (modelo “breakup”). O segundo assume que a pluma eventualmente toca o solo por um “downdraft” (ar descendente) de grande escala na CLC, isto é o chamado modelo “touchdown”. Na figura (4.1) a seguir observa-se a altura efetiva sendo a soma da altura H_s da fonte mais um termo de correção Δh devido à ascensão da pluma.

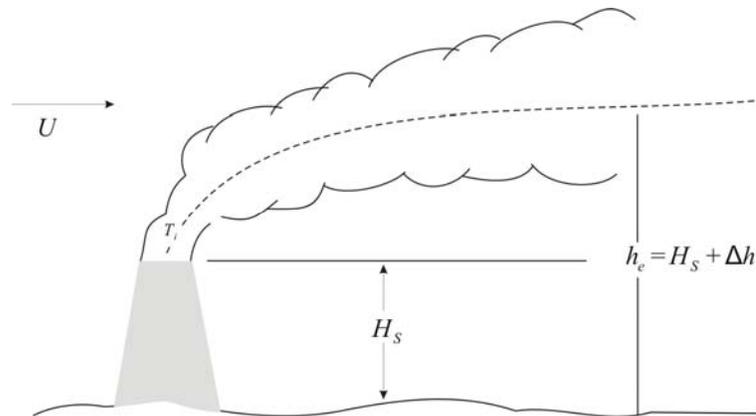


Figura 4.1: Considerando o efeito de empuxo, o abandono a uma altura H_s é visualizado como uma pluma de material sem empuxo, abandonado de uma fonte de altura $H_s + \Delta h$.

Na prática, a altura efetiva da fonte é dada pela relação $h_e = H_s + \Delta h$. A hipótese básica para o uso destas fórmulas é que a uma certa distância da fonte a pluma de material com empuxo, abandonado de uma altura H_s , é visualizada como uma pluma de material sem empuxo, abandonado de uma fonte de altura $H_s + \Delta h$. Assumindo isso, fórmulas para estimar a concentração média de material passivo podem ser aplicadas para emissões com empuxo.

No caso de uma convecção forte, o modelo “breakup” tem um comportamento final dado por,

$$\Delta h = 4.3 \left(\frac{F}{u w_*^2} \right)^{3/5} z_i^{2/5} \quad (80)$$

onde a taxa de dissipação ambiente é assumida ser $0.1 \frac{w_*^3}{z_i}$. O fluxo de empuxo da fonte, F é dado por:

$$F = g V_i r_i^2 \frac{(T_i - T_a)}{T_i} \quad (81)$$

onde V_i e T_i são a velocidade vertical e temperatura, respectivamente, na saída da chaminé, T_a a temperatura ambiente, g a aceleração da gravidade e r_i o raio da fonte. O modelo “touchdown” para condições convectivas fortes prediz o comportamento da pluma por:

$$\Delta h = 1.0 \left(\frac{F}{u w_d^2} \right) \left(1 + \frac{2H_s}{\Delta h} \right)^2 \quad (82)$$

onde w_d é a velocidade média do “downdraft”, $w_d = 0.4 w_*$; esta equação é resolvida iterativamente para Δh .

Em estabilidade neutra, o modelo “breakup” prediz o seguinte comportamento final da pluma:

$$\Delta h = 1.3 \frac{F}{u u_*^2} \left(1 + \frac{H_s}{\Delta h} \right)^{2/3} \quad (83)$$

Uma pluma com empuxo presa na camada bem misturada pode penetrar parcialmente ou completamente na camada estável elevada ($z > z_i$). Para avaliar as concentrações ao nível do solo para esta situação, a fração da pluma que penetra na camada estável é primeiramente estimada e então Q e h_e , para o material da pluma que permanece dentro da camada bem misturada, são modificados. Neste trabalho não será considerada a penetração da pluma devido às condições de contorno do modelo. Então, se a pluma está completamente presa, Weil (1979) sugere que a restrição geométrica limite para Δh seja:

$$\Delta h = 0.62 (z_i - H_s) \quad (84)$$

As fórmulas podem ser resumidas como segue:

$$\Delta h = \min(\text{eqs. } 80, 82, 83, 84) \quad (85)$$

O comportamento da pluma (efeito de empuxo) será utilizado somente no experimento de Kinkaid. No modelo dado pela equação (63) a altura da fonte H_s será substituída por h_e , ou seja, $h_e = H_s + \Delta h$.

5 SIMULAÇÃO DAS CONCENTRAÇÕES OBSERVADAS ATRAVÉS DO MODELO DE DISPERSÃO

Uma forma importante para validar um modelo é fazer a comparação das suas predições com as observações. Neste capítulo são apresentadas as simulações das concentrações para os experimentos de Copenhagen, Prairie Grass e Kinkaid, e, estas são comparadas com as concentrações observadas. Como as concentrações de contaminantes simuladas pelo modelo de dispersão são próximas as concentrações observadas, para determinar as diferenças entre os dados de concentração simulados e aqueles observados é utilizado um conjunto de índices estatísticos disponíveis na literatura (Hanna, 1989). Os índices estatísticos são:

$$\text{Erro quadrático médio normalizado } (Nmse) = \frac{\overline{(C_o - C_p)^2}}{\overline{C_o C_p}}:$$

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

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

o grau de associação ou concordância entre as variáveis. Para uma boa performance o seu valor deve ser próximo de 1.

$$\text{Fator de dois } Fa2 = \text{fração de dados para os quais } (\%)$$

$$0,5 \leq \frac{C_p}{C_o} \leq 2, \text{ um valor \acute{o}timo \acute{e} } 1.$$

Desvio fracional $Fb = \frac{\overline{C_o} - \overline{C_p}}{0,5 (\overline{C_o} + \overline{C_p})}$: informa a tend\ecencia do

modelo de sobrestimar ou subestimar as concentra\c7\~oes observadas. O valor \acute{o}timo \acute{e} zero.

Desvio fracional padr\~ao $F_s = 2 \frac{\sigma_o - \sigma_p}{\sigma_o + \sigma_p}$, o valor \acute{o}timo \acute{e} zero.

Os \iacedices o e p indicam respectivamente, as quantidades observadas e preditas.

\xc9 importante salientar que para a an\acalise estat\iacstica emprega-se um programa desenvolvido por Hanna (1989), que utiliza um procedimento padr\~ao reconhecido pela comunidade cient\iacfica da \carea de dispers\~ao de poluentes na atmosfera.

Inicialmente ser\ac1 analisado o experimento de Copenhagen. Na tabela 5.1 encontram-se as concentra\c7\~oes superficiais observadas integradas lateralmente (normalizadas pela taxa de emiss\~ao Q) confrontadas com os resultados do modelo. Utiliza-se $N_i=8$, aplicando-se a express\~ao (37). A tabela 5.2 apresenta o resultado dos \iacedices estat\iacsticos.

Na tabela 5.3 encontram-se as concentra\c7\~oes superficiais observadas integradas lateralmente (normalizadas pela taxa de emiss\~ao Q) confrontadas com os resultados do modelo. Utiliza-se $N_i=8$,

aplicando-se a expressão (47). A tabela 5.4 apresenta o resultado dos índices estatísticos.

Finalmente, na tabela 5.5 encontram-se as concentrações superficiais observadas integradas lateralmente (normalizadas pela taxa de emissão Q) confrontadas com os resultados do modelo. Utiliza-se $N_i=8$, aplicando-se a expressão (49). A tabela 5.6 apresenta o resultado dos índices estatísticos.

Tabela 5.1: Concentrações superficiais integradas lateralmente para o experimento de Copenhagen ($N_i=8$) utilizando-se no modelo a expressão (37) em diferentes distâncias da fonte. As concentrações são normalizadas pela taxa de emissão (\bar{c}^y/Q).

Experimento	z_i (m)	Distância (m)	Observada ($10^{-4} s.m^{-2}$)	Modelo
1	1980	1900	6.48	7.93
		3700	2.31	4.28
2	1920	2100	5.38	2.15
		4200	2.95	3.51
3	1120	1900	8.20	8.43
		3700	6.22	6.01
		5400	4.30	4.42
4	390	4000	11.66	9.64
5	820	2100	6.72	2.41
		4200	5.84	4.92
		6100	4.97	5.15
6	1300	2000	3.96	0.86
		4200	2.22	1.96
		5900	1.83	2.04
7	1850	2000	6.70	4.09
		4100	3.25	3.25
		5300	2.23	2.68
8	810	1900	4.16	5.23
		3600	2.02	3.69
		5300	1.52	2.78
9	2090	2100	4.58	2.12
		4200	3.11	3.44
		6000	2.59	3.25

Tabela 5.2: Índices estatísticos dos resultados da tabela 5.1 para o experimento de Copenhagen ($N_i=8$) utilizando-se no modelo a expressão (37).

	Nmse	Cor	Fa2	Fb	Fs
kc	0.16	0.729	0.826	0.091	0.104

Tabela 5.3: Concentrações superficiais integradas lateralmente para o experimento de Copenhagen ($N_i=8$) utilizando-se no modelo a expressão (47) em diferentes distâncias da fonte. As concentrações são normalizadas pela taxa de emissão (\bar{c}^y/Q).

Experimento	z_i (m)	Distância (m)	Observada ($10^{-4} s.m^{-2}$)	Modelo
1	1980	1900	6.48	14.02
		3700	2.31	17.12
2	1920	2100	5.38	1.01
		4200	2.95	3.29
3	1120	1900	8.20	7.63
		3700	6.22	11.48
		5400	4.30	12.61
4	390	4000	11.66	13.83
5	820	2100	6.72	4.09
		4200	5.84	7.55
		6100	4.97	8.63
6	1300	2000	3.96	0.16
		4200	2.22	1.30
		5900	1.83	2.11
7	1850	2000	6.70	1.92
		4100	3.25	4.97
		5300	2.23	5.82
8	810	1900	4.16	1.84
		3600	2.02	4.65
		5300	1.52	6.01
9	2090	2100	4.58	0.92
		4200	3.11	3.12
		6000	2.59	4.19

Tabela 5.4: Índices estatísticos dos resultados da tabela 5.3 para o experimento de Copenhagen ($N_i=8$) utilizando-se no modelo a expressão (47).

	Nmse	Cor	Fa2	Fb	Fs
ks	0.84	0.343	0.522	-0.291	-0.658

Tabela 5.5: Concentrações superficiais integradas lateralmente para o experimento de Copenhagen ($N_i=8$) utilizando-se no modelo a expressão (49) em diferentes distâncias da fonte. As concentrações são normalizadas pela taxa de emissão ($\overline{c^y}/Q$).

Experimento	z_i (m)	Distância (m)	Observada ($10^{-4} s.m^{-2}$)	Modelo
1	1980	1900	6.48	7.69
		3700	2.31	4.17
2	1920	2100	5.38	3.08
		4200	2.95	3.84
3	1120	1900	8.20	8.76
		3700	6.22	5.73
		5400	4.30	4.20
4	390	4000	11.66	9.48
5	820	2100	6.72	4.97
		4200	5.84	6.17
		6100	4.97	5.54
6	1300	2000	3.96	1.31
		4200	2.22	2.23
		5900	1.83	2.15
7	1850	2000	6.70	4.47
		4100	3.25	3.18
		5300	2.23	2.56
8	810	1900	4.16	5.30
		3600	2.02	3.59
		5300	1.52	2.73
9	2090	2100	4.58	3.00
		4200	3.11	3.76
		6000	2.59	3.27

Tabela 5.6: Índices estatísticos dos resultados da tabela 5.5 para o experimento de Copenhagen ($N_i=8$) utilizando-se no modelo a expressão (49).

	Nmse	Cor	Fa2	Fb	Fs
Kc + ks	0.09	0.833	0.957	0.020	0.156

Analisando-se o experimento de Copenhagen tabelas 5.1, 5.3 e 5.5 verifica-se uma boa concordância dos resultados simulados pelo modelo com os dados observacionais. Já, pela análise dos índices estatísticos tabelas 5.2, 5.4 e 5.6 observa-se que os melhores resultados ocorrem na tabela 5.6 quando

é utilizada a expressão (49) no modelo. A tabela 5.6 apresenta os melhores resultados pois o erro quadrático médio normalizado é o mais baixo (0.09), o coeficiente de correlação é o que apresenta o maior valor (0.833), o fator de dois apresenta o maior valor (0.957) e o desvio fracional é o que apresenta o menor valor (0.020). A seguir apresenta-se o gráfico de espalhamento na figura 5.1 (concentrações preditas pelo modelo em função das concentrações observadas) utilizando-se no modelo a expressão (49).

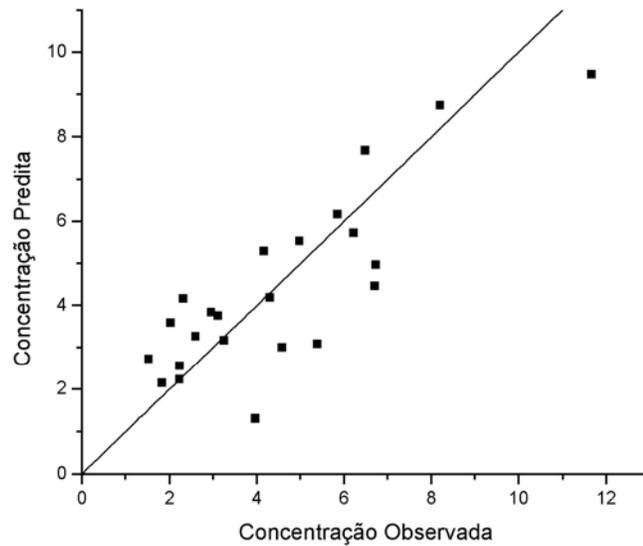


Figura 5.1: Gráfico de espalhamento para o experimento de Copenhagen das concentrações preditas pelo modelo em função das concentrações observadas.

Normalmente, na análise de gráficos de espalhamento, introduz-se uma reta formando um ângulo de 45° com a linha vertical e horizontal para uma melhor visualização da concordância dos resultados. Quanto mais próximos estiverem os dados desta reta, melhores serão os resultados.

A seguir, será feita a análise do experimento Prairie Grass. Apresentam-se os resultados de concentrações integradas lateralmente coletadas na altura de 1.5m usando-se no modelo as equações (37), (47) e (49), e, a análise do modelo será feita utilizando-se ($N_i=8$). Nesta análise, para o caso convectivo ou térmico (expressão 37) será usada somente a condição

$$(\lambda_m)_w \approx 1.8 z_i \left[1 - \exp\left(-4 \frac{z}{z_i}\right) - 0.0003 \exp\left(\frac{8z}{z_i}\right) \right], \quad 0.1 \leq z < z_i.$$

A tabela 5.7 apresenta as concentrações observadas integradas lateralmente confrontadas com os resultados do modelo para diferentes distâncias da fonte (50, 100, 200, 400 e 800 m), utilizando-se ($N_i=8$) e a equação (37). A tabela 5.8 apresenta os índices estatísticos dos resultados de concentrações integradas lateralmente utilizando-se ($N_i=8$) e a equação (37).

Tabela 5.7: Concentrações observadas integradas lateralmente à 1.5 m para o experimento de Prairie Grass. $\overline{c^y}$ ($g m^{-2}$) na primeira linha para Prairie Grass, e na segunda linha, o presente modelo ($N_i=8$) utilizando-se a equação (37) para as distâncias da fonte de 50, 100, 200, 400 e 800 metros.

Experimento	$\overline{c^y}(50m)$	$\overline{c^y}(100m)$	$\overline{c^y}(200m)$	$\overline{c^y}(400m)$	$\overline{c^y}(800m)$
1	7.00	2.30	0.51	0.16	0.062
	6.25	3.59	2.00	1.21	0.76
5	3.30	1.80	0.81	0.29	0.092
	3.74	2.32	1.27	0.66	0.35
7	4.00	2.20	1.00	0.40	0.18
	4.24	2.42	1.28	0.65	0.33
8	5.10	2.60	1.10	0.39	0.14
	4.92	2.92	1.57	0.81	0.41
9	3.70	2.20	1.00	0.41	0.13
	3.73	2.33	1.28	0.67	0.37

10	4.50	1.80	0.71	0.20	0.032
	4.35	2.49	1.32	0.68	0.36
15	7.10	3.40	1.35	0.37	0.11
	6.32	3.73	2.14	1.27	0.75
16	5.00	1.80	0.48	0.10	0.017
	4.79	2.65	1.38	0.71	0.36
19	4.50	2.20	0.86	0.27	0.058
	4.79	2.97	1.62	0.84	0.46
20	3.40	1.80	0.85	0.34	0.13
	3.41	2.36	1.33	0.70	0.37
25	7.90	2.70	0.75	0.30	0.063
	6.84	3.81	2.00	1.07	0.59
26	3.90	2.20	1.04	0.39	0.127
	4.22	2.65	1.46	0.76	0.39
27	4.30	2.30	1.16	0.46	0.176
	4.33	2.71	1.48	0.77	0.39
30	4.20	2.30	1.11	0.40	0.10
	4.05	2.63	1.45	0.76	0.38
43	5.00	2.40	1.09	0.37	0.12
	4.67	2.75	1.48	0.77	0.40
44	4.50	2.30	1.09	0.43	0.14
	4.50	2.76	1.50	0.77	0.39
49	4.30	2.40	1.16	0.45	0.15
	4.11	2.54	1.40	0.73	0.38
50	4.20	2.30	0.91	0.39	0.11
	4.24	2.60	1.42	0.74	0.39
51	4.70	2.40	1.00	0.38	0.084
	4.29	2.80	1.55	0.81	0.41
61	3.50	2.10	1.14	0.53	0.20
	3.83	2.46	1.36	0.72	0.38

Tabela 5.8: Índices estatísticos dos resultados da tabela 5.7 para o experimento de Prairie Grass ($N_i = 8$) utilizando-se no modelo a expressão (37).

	Nmse	Cor	Fa2	Fb	Fs
Kc	0.08	0.982	0.680	-0.185	0.123

Na tabela 5.9 apresentam-se as concentrações observadas integradas lateralmente confrontadas com os resultados do modelo para diferentes distâncias da fonte (50, 100, 200, 400 e 800 m), utilizando-se ($N_i = 8$) e a equação (47). A tabela 5.10 apresenta os índices estatísticos dos resultados de concentrações integradas lateralmente utilizando-se ($N_i = 8$) e a equação (47).

Tabela 5.9: Concentrações observadas integradas lateralmente à 1.5 m para o experimento de Prairie Grass. $\overline{c^y}$ ($g m^{-2}$) na primeira linha para Prairie Grass, e na segunda linha, o presente modelo ($N_i=8$) utilizando-se a equação (47) para as distâncias da fonte de 50, 100, 200, 400 e 800 m.

Experimento	$\overline{c^y}(50m)$	$\overline{c^y}(100m)$	$\overline{c^y}(200m)$	$\overline{c^y}(400m)$	$\overline{c^y}(800m)$
1	7.00	2.30	0.51	0.16	0.062
	8.66	6.70	4.81	3.35	2.34
5	3.30	1.80	0.81	0.29	0.092
	4.38	4.03	3.12	2.24	1.56
7	4.00	2.20	1.00	0.40	0.18
	6.34	5.48	4.11	2.92	2.03
8	5.10	2.60	1.10	0.39	0.14
	6.81	5.48	4.11	2.92	2.02
9	3.70	2.20	1.00	0.41	0.13
	4.23	4.10	3.31	2.40	1.68
10	4.50	1.80	0.71	0.20	0.032
	6.31	5.49	4.13	2.94	2.04
15	7.10	3.40	1.35	0.37	0.11
	8.93	7.14	5.19	3.64	2.53
16	5.00	1.80	0.48	0.10	0.017
	7.88	6.86	5.00	3.51	2.44
19	4.50	2.20	0.86	0.27	0.058
	6.68	5.18	4.03	2.89	2.02
20	3.40	1.80	0.85	0.34	0.13
	6.79	4.55	3.08	2.30	1.62
25	7.90	2.70	0.75	0.30	0.063
	10.88	8.46	6.08	4.25	2.97
26	3.90	2.20	1.04	0.39	0.127
	4.82	4.60	3.65	2.64	1.84
27	4.30	2.30	1.16	0.46	0.176
	5.02	4.75	3.75	2.71	1.89
30	4.20	2.30	1.11	0.40	0.10
	5.88	4.35	3.51	2.55	1.78
43	5.00	2.40	1.09	0.37	0.12
	6.16	5.51	4.21	3.00	2.08
44	4.50	2.30	1.09	0.43	0.14
	6.76	5.04	3.94	2.84	1.98
49	4.30	2.40	1.16	0.45	0.15
	4.79	4.62	3.71	2.69	1.88
50	4.20	2.30	0.91	0.39	0.11
	5.78	4.78	3.81	2.76	1.93
51	4.70	2.40	1.00	0.38	0.084
	4.78	4.61	3.70	2.69	1.87
61	3.50	2.10	1.14	0.53	0.20
	5.46	4.15	3.43	2.52	1.77

Tabela 5.10: Índices estatísticos dos resultados da tabela 5.9 para o experimento de Prairie Grass ($N_i = 8$) utilizando-se no modelo a expressão (47).

	Nmse	Cor	Fa2	Fb	Fs
Ks	0.99	0.865	0.250	-0.841	-0.040

Na tabela 5.11 apresentam-se as concentrações observadas integradas lateralmente confrontadas com os resultados do modelo para diferentes distâncias da fonte (50, 100, 200, 400 e 800 m), utilizando-se ($N_i = 8$) e a equação (49). A tabela 5.12 apresenta os índices estatísticos dos resultados de concentrações integradas lateralmente utilizando-se ($N_i = 8$) e a equação (49).

Tabela 5.11: Concentrações observadas integradas lateralmente à 1.5 m para o experimento de Prairie Grass. $\overline{c^y}$ ($g m^{-2}$) na primeira linha para Prairie Grass, e na segunda linha, o presente modelo ($N_i = 8$) utilizando-se a equação (49) para as distâncias da fonte de 50, 100, 200, 400 e 800 metros.

Experimento	$\overline{c^y}(50m)$	$\overline{c^y}(100m)$	$\overline{c^y}(200m)$	$\overline{c^y}(400m)$	$\overline{c^y}(800m)$
1	7.00	2.30	0.51	0.16	0.062
	5.21	3.07	1.79	1.11	0.68
5	3.30	1.80	0.81	0.29	0.092
	3.31	2.02	1.13	0.60	0.32
7	4.00	2.20	1.00	0.40	0.18
	3.76	2.17	1.17	0.61	0.30
8	5.10	2.60	1.10	0.39	0.14
	4.28	2.55	1.40	0.74	0.38
9	3.70	2.20	1.00	0.41	0.13
	3.36	2.07	1.16	0.62	0.35
10	4.50	1.80	0.71	0.20	0.032
	3.85	2.23	1.21	0.64	0.33
15	7.10	3.40	1.35	0.37	0.11
	5.40	3.25	1.92	1.17	0.67
16	5.00	1.80	0.48	0.10	0.017
	4.26	2.39	1.27	0.67	0.32
19	4.50	2.20	0.86	0.27	0.058
	4.25	2.60	1.45	0.78	0.42
20	3.40	1.80	0.85	0.34	0.13
	3.19	2.09	1.20	0.65	0.34
25	7.90	2.70	0.75	0.30	0.063

	5.88	3.35	1.81	0.99	0.52
26	3.90	2.20	1.04	0.39	0.127
	3.79	2.33	1.31	0.69	0.36
27	4.30	2.30	1.16	0.46	0.176
	3.88	2.38	1.33	0.70	0.36
30	4.20	2.30	1.11	0.40	0.10
	3.69	2.31	1.30	0.69	0.36
43	5.00	2.40	1.09	0.37	0.12
	4.12	2.45	1.34	0.71	0.36
44	4.50	2.30	1.09	0.43	0.14
	4.02	2.44	1.35	0.71	0.36
49	4.30	2.40	1.16	0.45	0.15
	3.70	2.27	1.27	0.68	0.35
50	4.20	2.30	0.91	0.39	0.11
	3.81	2.32	1.29	0.69	0.37
51	4.70	2.40	1.00	0.38	0.084
	3.91	2.45	1.38	0.73	0.38
61	3.50	2.10	1.14	0.53	0.20
	3.49	2.19	1.24	0.67	0.35

Tabela 5.12: Índices estatísticos dos resultados da tabela 5.11 para o experimento de Prairie Grass ($N_i = 8$) utilizando-se no modelo a expressão (49).

	Nmse	Cor	Fa2	Fb	Fs
Kc + ks	0.09	0.981	0.720	-0.070	0.259

Analisando-se o experimento de Prairie Grass, através dos índices estatísticos tabelas 5.8, 5.10 e 5.12 observa-se que os melhores resultados ocorrem na tabela 5.8 quando é utilizada a expressão (37) no modelo. A tabela 5.8 apresenta os melhores resultados pois o erro quadrático médio normalizado é o mais baixo (0.08), o coeficiente de correlação é o que apresenta o maior valor (0.982) e o desvio fracional padrão é o que apresenta o menor valor (0.123). A seguir apresenta-se o gráfico de espalhamento na figura 5.2 (concentrações preditas pelo modelo em função das concentrações observadas) utilizando-se no modelo a expressão (37).

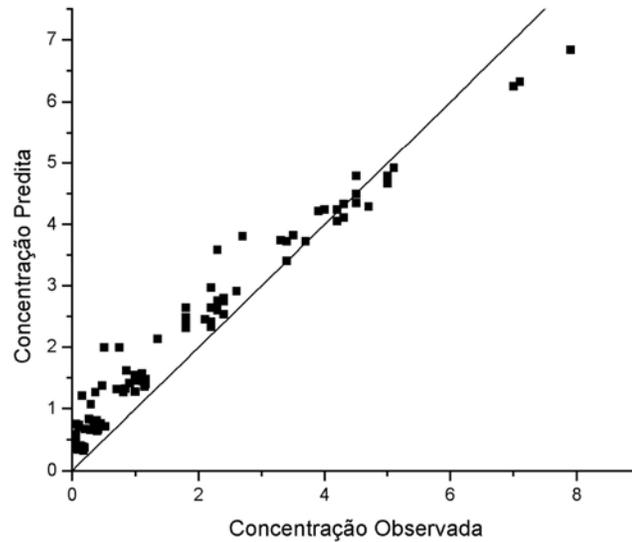


Figura 5.2: Gráfico de espalhamento para o experimento de Prairie Grass das concentrações preditas pelo modelo em função das concentrações observadas.

A seguir, será feita outra análise do experimento Prairie Grass. Apresentam-se os resultados de concentrações integradas lateralmente coletadas na altura de 1.5m usando-se no modelo as equações (37), (47) e (49), e, a análise do modelo será feita utilizando-se ($N_i = 8$). Nesta análise, para o caso convectivo ou térmico (expressão 37) serão usadas as três condições abaixo:

$$(\lambda_m)_w \approx \frac{z}{0.55 - 0.38 \left| \frac{z}{L} \right|}, \quad 0 \leq z \leq |L|$$

$$(\lambda_m)_w \approx 5.9 z, \quad |L| \leq z \leq 0.1 z_i$$

$$(\lambda_m)_w \approx 1.8 z_i \left[1 - \exp\left(-4 \frac{z}{z_i}\right) - 0.0003 \exp\left(\frac{8z}{z_i}\right) \right], \quad 0.1 \leq z < z_i$$

A tabela 5.13 apresenta as concentrações observadas integradas lateralmente confrontadas com os resultados do modelo para diferentes distâncias da fonte (50, 100, 200, 400 e 800 m), utilizando-se ($N_i=8$) e a equação (37). A tabela 5.14 apresenta os índices estatísticos dos resultados de concentrações integradas lateralmente utilizando-se ($N_i=8$) e a equação (37).

Tabela 5.13: Concentrações observadas integradas lateralmente à 1.5 m para o experimento de Prairie Grass. $\overline{c^y}$ ($g\ m^{-2}$) na primeira linha para Prairie Grass, e na segunda linha, o presente modelo ($N_i=8$) utilizando-se a equação (37) para as distâncias da fonte de 50, 100, 200, 400 e 800 metros.

Experimento	$\overline{c^y}(50m)$	$\overline{c^y}(100m)$	$\overline{c^y}(200m)$	$\overline{c^y}(400m)$	$\overline{c^y}(800m)$
1	7.00	2.30	0.51	0.16	0.062
	8.58	7.17	4.55	2.32	1.18
5	3.30	1.80	0.81	0.29	0.092
	3.90	3.97	3.17	2.04	1.15
7	4.00	2.20	1.00	0.40	0.18
	5.79	4.91	3.19	1.61	0.69
8	5.10	2.60	1.10	0.39	0.14
	5.82	5.49	4.08	2.45	1.23
9	3.70	2.20	1.00	0.41	0.13
	3.76	3.91	3.17	2.07	1.19
10	4.50	1.80	0.71	0.20	0.032
	5.79	5.02	3.36	1.76	0.77
15	7.10	3.40	1.35	0.37	0.11
	8.47	6.96	4.32	2.16	1.07
16	5.00	1.80	0.48	0.10	0.017
	7.14	4.80	2.38	1.06	0.58
19	4.50	2.20	0.86	0.27	0.058
	4.98	5.08	4.06	2.61	1.47
20	3.40	1.80	0.85	0.34	0.13
	2.81	3.35	2.98	2.11	1.28
25	7.90	2.70	0.75	0.30	0.063
	10.10	7.38	3.93	1.75	0.91
26	3.90	2.20	1.04	0.39	0.127
	4.26	4.43	3.61	2.36	1.35
27	4.30	2.30	1.16	0.46	0.176
	4.47	4.59	3.69	2.39	1.35
30	4.20	2.30	1.11	0.40	0.10
	3.89	4.18	3.49	2.33	1.36

43	5.00	2.40	1.09	0.37	0.12
	5.66	5.26	3.84	2.26	1.10
44	4.50	2.30	1.09	0.43	0.14
	4.87	4.85	3.80	2.40	1.32
49	4.30	2.40	1.16	0.45	0.15
	4.30	4.38	3.50	2.26	1.27
50	4.20	2.30	0.91	0.39	0.11
	4.51	4.54	3.58	2.29	1.27
51	4.70	2.40	1.00	0.38	0.084
	4.14	4.45	3.72	2.49	1.46
61	3.50	2.10	1.14	0.53	0.20
	3.65	3.93	3.28	2.20	1.29

Tabela 5.14: Índices estatísticos dos resultados da tabela 5.13 para o experimento de Prairie Grass ($N_i = 8$) utilizando-se no modelo a expressão (37).

	Nmse	Cor	Fa2	Fb	Fs
Kc	0.71	0.849	0.280	-0.686	-0.053

Na tabela 5.15 apresentam-se as concentrações observadas integradas lateralmente confrontadas com os resultados do modelo para diferentes distâncias da fonte (50, 100, 200, 400 e 800 m), utilizando-se ($N_i = 8$) e a equação (47). A tabela 5.16 apresenta os índices estatísticos dos resultados de concentrações integradas lateralmente utilizando-se ($N_i = 8$) e a equação (47).

Tabela 5.15: Concentrações observadas integradas lateralmente à 1.5 m para o experimento de Prairie Grass. \bar{c}^y ($g m^{-2}$) na primeira linha para Prairie Grass, e na segunda linha, o presente modelo ($N_i = 8$) utilizando-se a equação (47) para as distâncias da fonte de 50, 100, 200, 400 e 800 metros.

Experimento	$\bar{c}^y(50m)$	$\bar{c}^y(100m)$	$\bar{c}^y(200m)$	$\bar{c}^y(400m)$	$\bar{c}^y(800m)$
1	7.00	2.30	0.51	0.16	0.062
	8.66	6.70	4.81	3.35	2.34
5	3.30	1.80	0.81	0.29	0.092
	4.38	4.03	3.12	2.24	1.56
7	4.00	2.20	1.00	0.40	0.18
	6.34	5.48	4.11	2.92	2.03
8	5.10	2.60	1.10	0.39	0.14
	7.41	5.48	4.11	2.92	2.02
9	3.70	2.20	1.00	0.41	0.13

	4.23	4.10	3.31	2.40	1.68
10	4.50	1.80	0.71	0.20	0.032
	6.31	5.49	4.13	2.94	2.04
15	7.10	3.40	1.35	0.37	0.11
	8.93	7.14	5.19	3.64	2.53
16	5.00	1.80	0.48	0.10	0.017
	8.32	6.86	5.00	3.51	2.44
19	4.50	2.20	0.86	0.27	0.058
	8.35	5.18	4.03	2.89	2.02
20	3.40	1.80	0.85	0.34	0.13
	6.58	4.89	3.08	2.30	1.62
25	7.90	2.70	0.75	0.30	0.063
	10.88	8.46	6.08	4.25	2.97
26	3.90	2.20	1.04	0.39	0.127
	4.82	4.60	3.65	2.64	1.84
27	4.30	2.30	1.16	0.46	0.176
	5.02	4.75	3.75	2.71	1.89
30	4.20	2.30	1.11	0.40	0.10
	6.79	4.35	3.51	2.55	1.78
43	5.00	2.40	1.09	0.37	0.12
	6.16	5.51	4.21	3.00	2.08
44	4.50	2.30	1.09	0.43	0.14
	7.34	5.04	3.94	2.84	1.98
49	4.30	2.40	1.16	0.45	0.15
	4.79	4.62	3.71	2.69	1.88
50	4.20	2.30	0.91	0.39	0.11
	6.78	4.78	3.81	2.76	1.93
51	4.70	2.40	1.00	0.38	0.084
	4.78	4.61	3.70	2.69	1.87
61	3.50	2.10	1.14	0.53	0.20
	5.88	4.15	3.43	2.52	1.77

Tabela 5.16: Índices estatísticos dos resultados da tabela 5.15 para o experimento de Prairie Grass ($N_i = 8$) utilizando-se no modelo a expressão (47).

	Nmse	Cor	Fa2	Fb	Fs
ks	1.02	0.873	0.250	-0.853	-0.082

Na tabela 5.17 apresentam-se as concentrações observadas integradas lateralmente confrontadas com os resultados do modelo para diferentes distâncias da fonte (50, 100, 200, 400 e 800 m), utilizando-se ($N_i = 8$) e a equação (49). A tabela 5.18 apresenta os índices estatísticos dos resultados de concentrações integradas lateralmente utilizando-se ($N_i = 8$) e a equação (49).

Tabela 5.17: Concentrações observadas integradas lateralmente à 1.5 m para o experimento de Prairie Grass. $\overline{c^y}$ ($g m^{-2}$) na primeira linha para Prairie Grass, e na segunda linha, o presente modelo ($N_i = 8$) utilizando-se a equação (49) para as distâncias da fonte de 50, 100, 200, 400 e 800 metros.

Experimento	$\overline{c^y}(50m)$	$\overline{c^y}(100m)$	$\overline{c^y}(200m)$	$\overline{c^y}(400m)$	$\overline{c^y}(800m)$
1	7.00 7.17	2.30 4.74	0.51 2.75	0.16 1.51	0.062 0.93
5	3.30 4.14	1.80 3.23	0.81 2.17	0.29 1.35	0.092 0.76
7	4.00 5.37	2.20 3.73	1.00 2.20	0.40 1.09	0.18 0.52
8	5.10 5.70	2.60 4.19	1.10 2.71	0.39 1.57	0.14 0.79
9	3.70 4.12	2.20 3.33	1.00 2.28	0.41 1.42	0.13 0.82
10	4.50 5.44	1.80 3.84	0.71 2.32	0.20 1.18	0.032 0.56
15	7.10 7.33	3.40 4.85	1.35 2.78	0.37 1.50	0.11 0.88
16	5.00 5.99	1.80 3.49	0.48 1.76	0.10 0.89	0.017 0.53
19	4.50 5.31	2.20 4.16	0.86 2.80	0.27 1.74	0.058 0.98
20	3.40 3.52	1.80 3.12	0.85 2.25	0.34 1.46	0.13 0.89
25	7.90 8.23	2.70 5.00	0.75 2.60	0.30 1.32	0.063 0.79
26	3.90 4.65	2.20 3.74	1.04 2.54	0.39 1.59	0.127 0.91
27	4.30 4.81	2.30 3.83	1.16 2.59	0.46 1.61	0.176 0.91
30	4.20 4.39	2.30 3.61	1.11 2.48	0.40 1.57	0.10 0.92
43	5.00 5.57	2.40 4.13	1.09 2.66	0.37 1.51	0.12 0.74
44	4.50 5.10	2.30 3.98	1.09 2.66	0.43 1.63	0.14 0.89
49	4.30 4.62	2.40 3.71	1.16 2.52	0.45 1.56	0.15 0.88
50	4.20 4.79	2.30 3.81	0.91 2.56	0.39 1.58	0.11 0.87
51	4.70 4.67	2.40 3.82	1.00 2.63	0.38 1.67	0.084 0.98
61	3.50 4.13	2.10 3.46	1.14 2.40	0.53 1.52	0.20 0.90

Tabela 5.18: Índices estatísticos dos resultados da tabela 5.17 para o experimento de Prairie Grass ($N_i = 8$) utilizando-se no modelo a expressão (49).

	Nmse	Cor	Fa2	Fb	Fs
Kc + ks	0.31	0.961	0.380	-0.494	0.040

Analisando-se o experimento de Prairie Grass através dos índices estatísticos tabelas 5.14, 5.16 e 5.18 observa-se que os melhores resultados ocorrem na tabela 5.18 quando é utilizada a expressão (49) no modelo. A tabela 5.18 apresenta os melhores resultados pois o erro quadrático médio normalizado é o mais baixo (0.31), o coeficiente de correlação é o que apresenta o maior valor (0.961), o fator de dois apresenta o maior valor (0.380) e o desvio fracional padrão apresenta o menor valor.(0.040).

Fazendo-se um comparativo com as condições testadas para o experimento de Prairie Grass pode-se observar que os melhores resultados ocorrem na tabela 5.8 quando é utilizada a expressão (37) no modelo. A tabela 5.8 apresenta os melhores resultados pois o erro quadrático médio normalizado é o mais baixo (0.08), o coeficiente de correlação é o que apresenta o maior valor (0.982) e o fator de dois apresenta o maior valor (0.680).

Para finalizar, será feita a análise do experimento de Kinkaid. Apresentam-se os resultados de concentrações superficiais máximas $\bar{c}(x, 0, 0)$ simuladas pelo modelo usando-se as equações (37) e (49) para o experimento de Kinkaid (fonte alta com empuxo) que leva em consideração a liberação de contaminantes ativos, e, a análise do modelo será feita utilizando-se ($N_i = 8$).

A tabela 5.19 apresenta as concentrações superficiais máximas para o experimento de Kinkaid ($N_i = 8$) utilizando-se a equação (37) em diferentes distâncias da fonte. As concentrações ($C_{\max}(x, 0, 0)$) são normalizadas pela

taxa de emissão (C_{\max}/Q). A tabela 5.20 apresenta os índices estatísticos dos resultados de concentrações superficiais máximas utilizando-se ($N_i=8$) e a equação (37).

Tabela 5.19: Concentrações superficiais máximas para o experimento de Kinkaid ($N_i=8$) utilizando-se a equação (37) em diferentes distâncias da fonte. As concentrações ($C_{\max}(x,0,0)$) são normalizadas pela taxa de emissão (C_{\max}/Q).

Experimento	Distância (m)	C_{\max}/Q (s.m ⁻³)	Modelo (s.m ⁻³)
1	3000	73.40	99.28
2	3000	59.30	90.51
	5000	30.30	72.46
	7000	17.20	60.46
3	3000	165.50	560.05
	5000	182.70	415.83
	7000	132.60	345.01
4	3000	158.60	424.66
	5000	117.50	320.64
	7000	89.20	265.09
5	3000	136.30	242.19
	7000	68.00	163.45
	10000	63.30	134.20
6	3000	117.10	222.99
	5000	89.00	117.29
	7000	101.90	146.76
	10000	77.80	119.33
7	10000	58.00	85.57
8	10000	79.60	62.09
9	7000	52.60	50.79
	10000	63.10	50.43
10	5000	89.00	364.74
11	2000	69.20	192.58
	5000	69.10	150.94
	10000	53.60	102.56
12	10000	51.40	75.46
13	10000	10.80	25.18
14	5000	117.60	198.65
	7000	88.20	173.33
	10000	73.00	144.15
15	5000	135.00	101.48
	7000	65.00	94.14
	10000	73.30	81.45
16	3000	66.10	65.26
	5000	52.30	75.25
	7000	31.50	71.32
	10000	41.20	62.43

17	2000	58.00	15.24
	3000	67.00	32.42
	5000	31.50	40.45
	10000	23.60	32.56
	15000	20.00	26.51
18	2000	38.90	13.95
	3000	57.10	29.94
	5000	44.60	36.83
19	2000	56.20	6.14
	5000	47.40	27.13
20	2000	39.60	2.20
	3000	48.70	10.77
	5000	50.10	21.76
21	3000	85.70	83.00
	5000	75.80	79.71
	7000	97.10	70.32
	10000	70.70	58.95
	15000	34.50	47.03
22	3000	55.30	125.25
	5000	110.90	104.00
	7000	64.80	87.52
	10000	54.70	71.74
	15000	37.00	57.07
23	3000	56.10	55.49
	5000	43.20	56.46
	7000	47.00	46.27
	10000	34.50	38.34
	15000	32.90	30.45
24	3000	71.40	62.73
	5000	53.70	58.34
	7000	48.90	50.58
	10000	22.30	42.31
	15000	18.10	33.40
25	3000	45.60	61.47
	5000	41.70	59.27
26	3000	40.00	159.98
	15000	52.40	75.09
	20000	48.90	64.05
27	5000	38.30	31.95
	15000	27.00	23.62
	20000	21.60	20.28
28	1000	49.80	0.00
	5000	26.10	11.78
29	1000	13.60	93.92
	3000	36.80	125.05
	5000	47.00	100.40
	7000	43.00	82.78
	15000	22.70	53.63
	3000	47.80	141.59
	5000	66.80	109.98

30	7000	49.40	89.47
	15000	16.10	59.20
	20000	21.50	50.98
31	3000	10.20	142.70
	5000	20.80	113.62
	7000	25.80	94.11
	15000	16.00	60.55
	20000	14.10	52.44
32	15000	28.50	66.38
	20000	22.40	57.14
33	15000	25.10	64.37
	20000	26.50	54.39
34	15000	19.40	60.92
	20000	21.70	52.69
35	20000	10.40	65.70
36	20000	65.60	68.16
	50000	28.30	41.62
37	20000	49.00	32.47
	50000	18.20	20.48
38	10000	44.20	27.12
	20000	32.60	16.73
	30000	16.10	13.30
	50000	12.00	10.36
39	3000	73.60	67.87
	10000	73.60	42.09
	20000	27.80	27.69
	30000	26.10	22.02
40	10000	22.50	37.39
	30000	24.80	19.57
	50000	11.60	14.86
41	5000	26.60	44.22
	20000	30.70	22.00
	30000	15.00	17.26
	50000	10.50	13.02
42	5000	12.40	25.85
	20000	26.80	22.11
	30000	24.80	17.90
	50000	9.60	13.44
43	2000	72.00	309.03
	3000	105.00	270.31
	7000	117.90	172.16
	15000	37.40	112.13
44	1000	91.30	160.12
	3000	105.60	193.86
	5000	75.80	153.42
	7000	59.70	127.67
	15000	63.90	83.50
	1000	75.90	97.51
	2000	95.80	164.12

45	3000	82.50	158.56
	7000	82.50	109.32
	15000	45.50	71.49
46	1000	109.00	59.20
	7000	70.10	89.54
	15000	43.50	58.16
47	1000	37.70	39.74
	2000	183.40	105.08
	3000	202.90	111.07
	7000	56.00	82.93
	15000	28.00	54.23
48	2000	94.20	58.59
	3000	37.30	78.16
	7000	41.10	71.07
	15000	37.90	47.99
49	2000	21.40	5.41
	3000	19.40	20.62
	7000	37.90	42.07
	15000	49.30	35.92
50	2000	32.30	42.36
	7000	85.70	73.73
51	2000	19.70	33.25
	3000	39.50	52.04
	7000	45.30	51.26
52	2000	18.90	47.01
	3000	55.50	61.60
	7000	33.10	52.50
53	2000	13.70	17.79
	3000	52.60	35.03
	7000	51.60	39.72

Tabela 5.20: Índices estatísticos dos resultados da tabela 5.19 para o experimento de Kinkaid ($N_i=8$) utilizando-se no modelo a expressão (37).

	Nmse	Cor	Fa2	Fb	Fs
kc	1.10	0.696	0.675	-0.445	-0.797

A tabela 5.21 apresenta as concentrações superficiais máximas para o experimento de Kinkaid ($N_i=8$) utilizando-se a equação (49) em diferentes distâncias da fonte. As concentrações ($C_{\max}(x,0,0)$) são normalizadas pela taxa de emissão (C_{\max}/Q). A tabela 5.22 apresenta os índices estatísticos dos

resultados de concentrações superficiais máximas utilizando-se ($N_i=8$) e a equação (49).

Tabela 5.21: Concentrações superficiais máximas para o experimento de Kinkaid ($N_i=8$) utilizando-se a equação (49) em diferentes distâncias da fonte. As concentrações ($C_{\max}(x,0,0)$) são normalizadas pela taxa de emissão (C_{\max}/Q).

Experimento	Distância (m)	C_{\max}/Q (s.m ⁻³)	Modelo (s.m ⁻³)
1	3000	73.40	99.38
2	3000	59.30	90.68
	5000	30.30	72.52
	7000	17.20	60.33
3	3000	165.50	560.43
	5000	182.70	416.60
	7000	132.60	345.25
4	3000	158.60	424.28
	5000	117.50	319.34
	7000	89.20	260.18
5	3000	136.30	242.36
	7000	68.00	164.13
	10000	63.30	133.24
6	3000	117.10	223.07
	5000	89.00	175.83
	7000	101.90	144.10
	10000	77.80	118.33
7	10000	58.00	85.98
8	10000	79.60	62.13
9	7000	52.60	50.98
	10000	63.10	50.56
10	5000	89.00	364.46
11	2000	69.20	192.96
	5000	69.10	151.04
	10000	53.60	102.39
12	10000	51.40	75.73
13	10000	10.80	25.21
14	5000	117.60	199.08
	7000	88.20	173.84
	10000	73.00	143.57
15	5000	135.00	101.95
	7000	65.00	94.42
	10000	73.30	81.46
16	3000	66.10	65.87
	5000	52.30	75.58
	7000	31.50	71.46

	10000	41.20	62.40
17	2000	58.00	15.53
	3000	67.00	32.81
	5000	31.50	40.67
	10000	23.60	32.62
	15000	20.00	26.67
18	2000	38.90	14.28
	3000	57.10	30.38
	5000	44.60	37.12
19	2000	56.20	6.34
	5000	47.40	27.42
20	2000	39.60	2.29
	3000	48.70	10.88
	5000	50.10	21.96
21	3000	85.70	84.00
	5000	75.80	79.86
	7000	97.10	70.33
	10000	70.70	59.02
	15000	34.50	46.42
22	3000	55.30	125.29
	5000	110.90	104.77
	7000	64.80	87.80
	10000	54.70	72.02
	15000	37.00	55.83
23	3000	56.10	56.10
	5000	43.20	53.76
	7000	47.00	46.40
	10000	34.50	38.35
	15000	32.90	30.46
24	3000	71.40	61.18
	5000	53.70	58.47
	7000	48.90	50.72
	10000	22.30	42.34
	15000	18.10	33.50
25	3000	45.60	61.78
	5000	41.70	59.39
26	3000	40.00	160.44
	15000	52.40	75.51
	20000	48.90	64.10
27	5000	38.30	32.13
	15000	27.00	23.68
	20000	21.60	20.19
28	1000	49.80	0.00
	5000	26.10	11.87
29	1000	13.60	94.29
	3000	36.80	125.49
	5000	47.00	100.50
	7000	43.00	82.90
	15000	22.70	53.35
30	3000	47.80	141.35

	5000	66.80	111.19
	7000	49.40	91.36
	15000	16.10	59.00
	20000	21.50	50.78
31	3000	10.20	142.57
	5000	20.80	113.60
	7000	25.80	95.21
	15000	16.00	60.96
	20000	14.10	52.17
32	15000	28.50	66.51
	20000	22.40	56.75
33	15000	25.10	63.61
	20000	26.50	55.03
34	15000	19.40	61.44
	20000	21.70	52.37
35	20000	10.40	66.04
36	20000	65.60	67.97
	50000	28.30	41.61
37	20000	49.00	32.48
	50000	18.20	20.53
38	10000	44.20	27.21
	20000	32.60	16.73
	30000	16.10	13.34
	50000	12.00	10.34
39	3000	73.60	68.30
	10000	73.60	42.18
	20000	27.80	27.71
	30000	26.10	22.02
40	10000	22.50	37.64
	30000	24.80	19.58
	50000	11.60	14.85
41	5000	26.60	45.20
	20000	30.70	22.00
	30000	15.00	17.28
	50000	10.50	13.13
42	5000	12.40	27.03
	20000	26.80	22.26
	30000	24.80	17.93
	50000	9.60	13.41
43	2000	72.00	309.62
	3000	105.00	269.92
	7000	117.90	169.07
	15000	37.40	111.77
44	1000	91.30	160.91
	3000	105.60	194.18
	5000	75.80	154.17
	7000	59.70	126.66
	15000	63.90	83.15
	1000	75.90	98.14

45	2000	95.80	164.56
	3000	82.50	158.78
	7000	82.50	110.09
	15000	45.50	70.41
46	1000	109.00	59.56
	7000	70.10	90.55
	15000	43.50	58.38
47	1000	37.70	40.00
	2000	183.40	105.37
	3000	202.90	111.20
	7000	56.00	83.26
	15000	28.00	54.66
48	2000	94.20	58.93
	3000	37.30	78.43
	7000	41.10	71.12
	15000	37.90	48.07
49	2000	21.40	5.46
	3000	19.40	20.65
	7000	37.90	42.24
	15000	49.30	35.95
50	2000	32.30	43.11
	7000	85.70	74.34
51	2000	19.70	33.85
	3000	39.50	52.49
	7000	45.30	51.71
52	2000	18.90	47.54
	3000	55.50	62.18
	7000	33.10	52.69
53	2000	13.70	18.58
	3000	52.60	35.62
	7000	51.60	40.31

Tabela 5.22: Índices estatísticos dos resultados da tabela 5.21 para o experimento de Kinkaid ($N_i = 8$) utilizando-se no modelo a expressão (49).

	Nmse	Cor	Fa2	Fb	Fs
Kc + ks	1.10	0.697	0.675	-0.448	-0.797

Comparando-se os índices estatísticos do experimento de Kinkaid tabelas 5.20 e 5.22 não podemos chegar a uma conclusão específica, pois os valores são praticamente os mesmos para os dois casos.

A seguir apresenta-se o gráfico de espalhamento na figura 5.3 (concentrações previstas pelo modelo em função das concentrações observadas) utilizando-se no modelo a expressão (49).

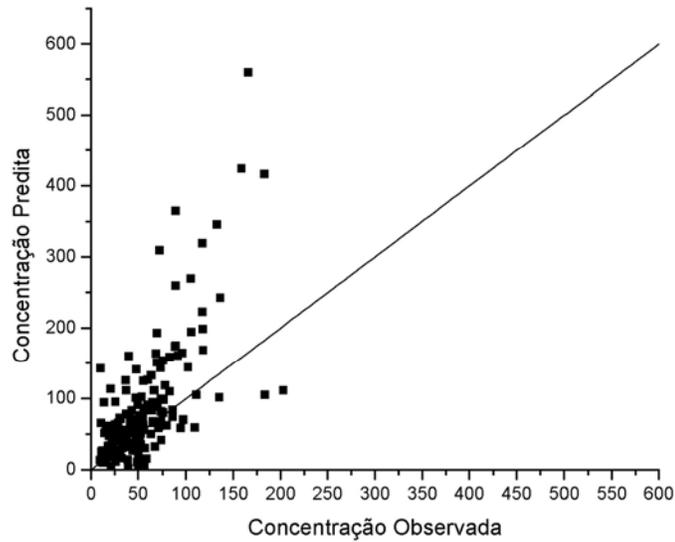


Figura 5.3: Gráfico de espalhamento para o experimento de Kinkaid das concentrações previstas pelo modelo em função das concentrações observadas.