



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE MATEMÁTICA
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM MATEMÁTICA APLICADA

PARAMETRIZAÇÃO DA TURBULÊNCIA NA CAMADA LIMITE PLANETÁRIA SOB TODAS CONDIÇÕES DE ESTABILIDADE

Dissertação de Mestrado

Cíntia Ourique Monticelli

Porto Alegre, 1999

UFRGS
SISTEMAS DE BIBLIOTECAS
BIBLIOTECA SETORIAL DE MATEMÁTICA

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM MATEMÁTICA APLICADA

PARAMETRIZAÇÃO DA TURBULÊNCIA NA CAMADA LIMITE PLANETÁRIA
SOB TODAS CONDIÇÕES DE ESTABILIDADE

por

CÍNTIA OURIQUE MONTICELLI
Bacharel em Matemática

Dissertação submetida ao Corpo Docente do Curso de Pós-Graduação em
Matemática Aplicada, CPGMAp, da Universidade Federal do Rio Grande do Sul,
como parte dos requisitos necessários para a obtenção do Título de

Mestre em Matemática

Professor Orientador:
Dr. MARCO TÚLLIO M. B. DE VILHENA

Porto Alegre, Fevereiro de 1999

AGRADECIMENTOS

Agradeço, de forma especial, ao Prof. Dr. Marco Túllio de Vilhena, 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. Gervásio Degrázia pelo estímulo e auxílio na realização deste trabalho.

A todos familiares e amigos que, de uma forma ou outra, ajudaram na realização deste trabalho.

Ao Márcio, pelo incentivo e paciência, mas sobretudo pelo amor.

À Deus.

RESUMO

Neste trabalho, é apresentado, de acordo com o conhecimento atual da estrutura e características da Camada Limite Planetária, um novo conjunto de parametrizações da turbulência para ser usado em modelos de transferência atmosférica. Isto é, são propostas expressões para o perfil vertical do desvio padrão de velocidade, para a escala de comprimento Lagrangiana, para a escala de tempo Lagrangiana e para o coeficiente de difusão, usando a teoria clássica de difusão estatística, as propriedades espectrais observadas e as características observadas de energia contida nos turbilhões. Estas parametrizações fornecem valores contínuos com a altura na CLP para todas as condições de estabilidade, desde um estado dinâmico instável até um estável.

ABSTRACT

This work presents, according to the current knowledge of the PBL structure and characteristics, a new set of turbulence parametrizations to be used in dispersion models. It means, expressions for the vertical profiles of the velocity standard deviation, Lagrangian length and time scales, and diffusion coefficient, are proposed. The classical statistical diffusion theory, the observed spectral properties and observed characteristics of energy containing eddies are used to estimate these parameters. These parametrizations give continuous values for the PBL at all elevations and all stability conditions from unstable to stable.

LISTA DE SÍMBOLOS

A_0 - constante do coeficiente de arrasto geostrófico

α_i - constante das componentes de velocidade

B_0 - constante do coeficiente de arrasto geostrófico

B_i - constante para o comprimento de onda máximo

c_i - constante da turbulência isotrópica

$E_A(n)$ - intensidade espectral discreta ou energia variável A

$F_i^E(n)$ - espectro de energia normalizado pela variância da velocidade

$F_A(n)$ - transformada de Fourier discreta da frequência n da variável A

$F_{real}(n)$ - parte real da transformada de Fourier discreta de frequência n

$F_{imag}(n)$ - parte imaginária da transformada de Fourier discreta de frequência n

f - frequência reduzida

$(f_m^*)_i^c$ - frequência associada ao máximo do espectro convectivo

$(f_m^*)_i^{n+es}$ - frequência associada ao máximo do espectro neutro ou estável

f_c - parâmetro de coriolis

G - velocidade do vento geostrófico

h - altura da Camada Limite Planetária neutra ou estável

i - componentes do vento (= u,v,w)

L - comprimento de Monin-Obukhov

ℓ_{L_i} - escala de comprimento lagrangiana

ℓ_∞ - escala de comprimento assintótica

n - frequência

$S_i^E(n)$ - espectro de velocidade Euleriano

T_{L_i} - Escala de tempo integral lagrangiana

t - tempo de viagem

U - velocidade do vento médio

u_* - velocidade de fricção local

$(u_*)_0$ - velocidade de fricção na camada de superfície

u - componente longitudinal do vento

v - componente lateral do vento

w_* - escala de velocidade convectiva

w - componente vertical do vento

X_i - posição das partículas

z - altura acima da superfície

z_i - altura da Camada Limite Convectiva

z_0 - comprimento da rugosidade aerodinâmica

$\overline{u'w'}$ - fluxo turbulento de momentum U na vertical

$\overline{w'\theta'}$ - fluxo de calor turbulento superficial

GREGOS

α_1 - constante espectral do subintervalo inercial

α_1 - constante empírica na determinação do comprimento de Monin-Obukhov

α_2 - constante empírica na determinação do comprimento de Monin-Obukhov

β_1 - razão entre as escalas de tempo Lagrangiana e Euleriana

ε - taxa de dissipação molecular

Φ_ε - taxa de dissipação molecular adimensionalizada para uma estratificação neutra ou estável

κ - constante de von Kármán

K_i - coeficiente de difusão genérico

K_{zz} - coeficiente de difusão vertical

Λ - comprimento local de Monin-Obukhov

π - pi

λ_m - comprimento de onda máximo

ρ_i - função autocorrelação Lagrangiana normalizada

σ^2 - variância genérica

σ_i - desvio de velocidade padrão

τ - escala de tempo de correlação

ψ_ε - taxa de dissipação molecular adimensionalizada para uma estratificação convectiva

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 2.1: Estrutura da Camada Limite Planetária.	8
FIGURA 4.4.1: Comparação para coeficientes de difusão convectivos.	36
FIGURA 4.4.2: Comparação para coeficientes de difusão estáveis.	37

SUMÁRIO

RESUMO.ii
ABSTRACT.iii
LISTA DE SÍMBOLOS.iv
LISTA DE FIGURAS.vii
1 INTRODUÇÃO.3
2 CAMADA LIMITE PLANETÁRIA.6
2.1 Camada Limite Convectiva.9
2.2 Camada Residual.12
2.3 Camada Limite Estável.13
3 ESPECTROS TURBULENTOS.15
3.1 O Espectro de Velocidades Turbulento na CLC.17
3.2 O Espectro de Velocidades Turbulento na CLE.21

4 DERIVAÇÃO DOS PARÂMETROS QUE DESCREVEM A TURBULÊNCIA.	24
4.1 Teoria Estatística de Taylor.	24
4.2 Taxa de Dispersão.	27
4.3 Espectro de Velocidades Turbulento em uma CLP sob influência dos dois efeitos de cisalhamento e de flutuabilidade.	30
4.4 Parametrização da Turbulência para Todas Condições de Estabilidade.	32
5 CONCLUSÃO.	38
6 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.	40
APÊNDICE.	43

1 INTRODUÇÃO

Nas últimas décadas o estudo da dispersão e do transporte de poluentes na atmosfera tem aumentado consideravelmente, devido aos problemas ambientais causados pelo rápido desenvolvimento industrial e tecnológico. A partir da estimativa do campo de concentração de contaminantes próximo à fonte é possível avaliar o impacto ambiental causado e agir no sentido de solucionar o problema de forma mais conveniente.

As leis que regulamentam a qualidade do ar estão se tornando mais exigentes e detalhadas. Por isso são necessários novos modelos matemáticos que forneçam resultados mais rápidos, reais e precisos, de forma que se possa estimar realisticamente as ações necessárias para manter o ar dentro dos padrões adequados.

A modelagem completa da Camada Limite Planetária (CLP) tanto do ponto de vista da meteorologia quanto para o estudo da dispersão de contaminantes é um processo extremamente difícil, onde se deve levar em conta os parâmetros meteorológicos (variáveis no tempo e no espaço) e os processos físicos que ocasionam a remoção de poluentes.

Na CLP a turbulência está sempre presente e pode-se classificá-la segundo os processos físicos que nela ocorrem em três condições limites: Camada limite Convectiva (CLC), Camada Limite Neutra (CLN) ou Camada Limite Estável (CLE).

Cada uma dessas camadas possui um conjunto de características que são o resultado da interação dos fluxos turbulentos superficiais. Esta dinâmica implica no desenvolvimento de estruturas que podem ser parametrizadas por escalas turbulentas típicas, e desta forma são definidas em termos dos parâmetros físicos que descrevem a estrutura das CLP's.

Atualmente, a busca de soluções analíticas para os problemas de dispersão tem sido um dos principais objetos de pesquisa na área de modelamento atmosférico. A necessidade de novos modelos deve-se, em muitos casos, ao fato dos modelos antigos não fornecerem resultados confiáveis. Assim se espera que novos modelos possibilitem o cálculo destas incertezas. Um modelo de dispersão atmosférico deve ser capaz de reproduzir os principais padrões de distribuições espaciais de concentração de poluentes.

A vantagem da solução analítica é que todos os parâmetros do problema aparecem explicitamente na solução, tendo sua influência facilmente investigada.

A dispersão de contaminantes passivos em um meio turbulento é normalmente descrita, no caso mais geral, pela seguinte equação da difusão com fechamento de primeira ordem: (Monin e Yaglom, 1971; Pasquill, 1974):

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} + w \frac{\partial C}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} (K_x \frac{\partial C}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (K_y \frac{\partial C}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_z \frac{\partial C}{\partial z}) + S \quad (1.1)$$

onde t é o tempo, x , y e z são as coordenadas espaciais, C a concentração média de contaminantes passivos, e u , v e w as componentes do vento médio nas três direções, S é o termo de fonte e K_x , K_y e K_z são os coeficientes de difusão turbulenta longitudinal, lateral e vertical, respectivamente.

Ainda não é conhecida nenhuma solução de (1.1) exata e abrangente para todos estes parâmetros. Entretanto, com poucas expressões simples para a velocidade do vento e os coeficientes K como funções da altura, uma solução analítica pode ser encontrada.

Os coeficientes de difusão turbulenta (com seus componentes K_x , K_y e K_z) modelam a dispersão pela turbulência. A homogeneidade horizontal é normalmente assumida para as variáveis meteorológicas, de forma que a velocidade do vento e o coeficiente K sejam funções somente da altura z e do vento médio em uma só direção.

Há uma vasta literatura abordando modelos que descrevem a turbulência na Camada Limite Convectiva e na Camada Limite Estável. O objetivo deste trabalho é propor um avanço no modelamento dos parâmetros que descrevem a turbulência. Agora assumindo uma visão genérica, válida tanto para uma Camada Limite com características convectivas como para uma com características estáveis ou neutras, isto é, válida para as 24 horas do dia. Também é de interesse enfatizar que tal parametrização também pode ser aplicada à uma turbulência não-homogênea.

A presente dissertação encontra-se estruturada em 5 capítulos. No capítulo 2 descreve-se a CLP, destacando-se a estrutura difusiva da CLC e da CLE. No capítulo 3 deriva-se os espectros turbulentos válidos para uma estratificação convectiva e para uma estável. No capítulo 4 uma parametrização da turbulência para todas condições de estabilidade é proposta e validada. Finalmente, no capítulo 5 discutem-se os resultados e conclusões.

2 CAMADA LIMITE PLANETÁRIA

Um conceito de Camada Limite Planetária (CLP) pode ser dado como a parte da atmosfera que é influenciada diretamente pela presença da superfície da Terra e que responde aos forçantes superficiais com uma escala de tempo de cerca de uma hora ou menos. Estes forçantes incluem o cisalhamento do vento, os fluxos de umidade e calor, a emissão de poluentes e os efeitos de topografia. A espessura da Camada Limite é muito variável com o tempo e espaço, desde dezenas de metros a alguns poucos quilômetros. Sutton (1953) separou a Camada Limite em duas regiões:

- 1- Uma camada de superfície com 50-100m de altura aproximadamente constante, com cisalhamento, onde o fluido é insensível à rotação da Terra e a estrutura do vento é determinada principalmente pela fricção de superfície e pelo gradiente vertical de temperatura;
- 2- Uma região acima daquela camada, se estendendo a uma altura de 500-1000m, onde o cisalhamento é variável e a estrutura do vento é influenciada pela fricção de superfície, pelo gradiente de temperatura e pela rotação da Terra.

Acima destas duas camadas está a atmosfera livre, onde o fluido está em balanço quase geostrófico e influenciado pela fricção de superfície.

Existem mudanças freqüentes e substanciais na velocidade do vento, temperatura, umidade, e na concentração de poluentes na CLP. Estas mudanças, na presença de um campo de velocidade turbulento, asseguram uma forte transferência turbulenta na vertical. O fluxo resultante de momentum, calor e massa na CLP tem efeitos importantes na meteorologia que representam um elo entre a superfície da Terra e a atmosfera.

A CLP é modificada continuamente pelo aquecimento e resfriamento da superfície da Terra, fazendo com que ela tenha estados distintos. Após o nascer do Sol, desenvolve-se uma camada convectiva próxima ao solo provocada pela diferença de temperatura entre a superfície e o ar adjacente. Esta camada estende-se da superfície até a base da primeira inversão.

Com a aproximação do pôr-do-sol, os movimentos convectivos turbulentos enfraquecem e o solo resfria-se rapidamente por radiação infra-vermelha (onda longa), formando-se o conhecido fenômeno de inversão térmica.

A inversão que começa se formar na superfície cresce continuamente com o passar do tempo. Os perfis de vento e temperatura continuam a evoluir durante a noite, e, geralmente, pelo nascer do sol, estes distúrbios decaem e estacionam para o desenvolvimento de uma nova CLC.

Então podemos dizer que em regiões de alta pressão, a camada limite tem uma estrutura bem definida, podendo ser imaginada em três situações (de acordo com os processos físicos e de mistura que nela ocorrem): uma camada convectiva diurna muito turbulenta; uma camada residual noturna, menos turbulenta, mas contendo ar da camada de mistura anterior; e uma camada limite estável noturna com turbulência esporádica.

Definimos também uma camada próxima ao solo, na base da Camada Limite, chamada de Camada Superficial. Nesta região os fluxos e tensões turbulentos variam em menos de 10% de sua magnitude total e os efeitos da turbulência mecânica são sempre dominantes, não importando se a camada é diurna ou noturna.

Um esquema do desenvolvimento da CLP é dado:

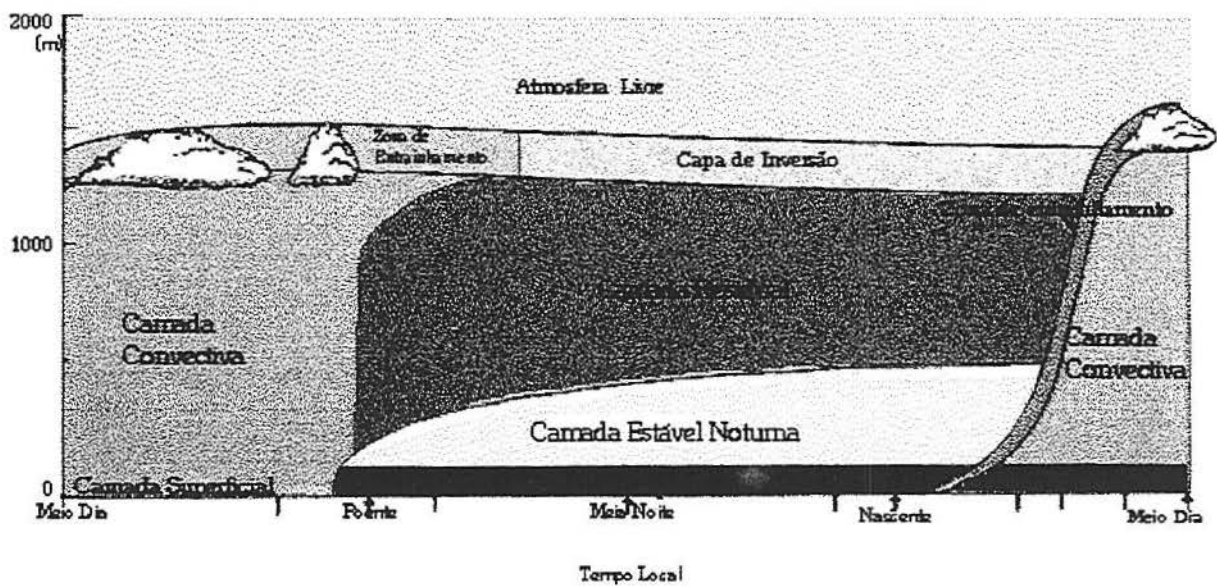


Figura (2.1) Estrutura da Camada Limite Planetária (Adaptada de Stull, 1988 pág. 11)

Esta seqüência entre a CLC e a CLE é típica para superfícies em latitudes médias. Nos trópicos a base de inversão ($\approx 1,5\text{Km}$) serve como um limite para todas transferências verticais, incluindo a convecção. Onde existem nuvens, a camada abaixo delas (100m abaixo da base da nuvem) atua como uma capa de inversão.

Sobre os oceanos, nos trópicos, o gradiente de temperatura tende a zero, e a convecção é sustentada principalmente pelo calor latente proveniente do fluxo de umidade na superfície. Entretanto, a CLC marinha é surpreendentemente similar à CLC sobre a Terra (LeMone, 1978).

2.1 Camada Limite Convectiva

A Camada Limite Convectiva é definida como a parte da atmosfera mais afetada diretamente pelo aquecimento solar sobre a superfície da Terra, onde um fluxo de calor ascende da superfície, devido a um gradiente positivo de temperatura entre a superfície e o ar.

Em latitudes médias sobre terra firme, esta camada chega a uma altura típica de 1-2Km pelo meio da tarde. Acima deste limite está a capa de inversão, que atua como uma tampa, anulando os movimentos verticais e restringindo o domínio da turbulência. Esta camada tem uma distribuição da velocidade do vento e de temperatura potencial quase constante, uma consequência da forte mistura vertical produzida pela convecção.

Os gradientes da velocidade do vento médio, a direção do vento e a temperatura ocorrem em 10% ou menos na CLC; nos 90% restantes, a forte mistura convectiva suaviza quase todas variações verticais nos principais perfis (velocidade, direção do vento e temperatura).

A maioria das fontes poluidoras está próxima da superfície. Desta forma, a concentração de poluentes pode aumentar na CLC, pois estes são transportados pelos turbilhões (eddies) e pelas termas (massas de ar quente que se elevam a partir do solo).

Ao longo do dia as termas alcançam alturas cada vez maiores. Por outro lado, a existência de nuvens reduz a insolação ao nível do solo, acabando por reduzir a intensidade das

termas. Nestes dias a CLC pode exibir um crescimento menor que em outros e tornar-se não turbulenta ou até estratificada, se as nuvens forem suficientemente espessas.

Em dias de céu claro sobre terra firme, o fluxo de temperatura superficial aumenta fortemente após o nascer do sol, atinge seu valor máximo próximo ao meio-dia e então decai.

Podemos definir então, a CLC como sendo a região da atmosfera que estende-se do solo ($z=0$) até a base de uma inversão elevada ($z=z_i$), a altura da CLC. A altura de mistura z_i é aquela na qual a turbulência se estende e em que os poluentes são geralmente bem misturados - tipicamente a base da primeira inversão.

Os turbilhões convectivos são freqüentemente rápidos se comparados com a escala de tempo de evolução da CLC. Deste modo, pode-se considerar a CLC como um sistema termodinâmico quase em equilíbrio. Portanto define-se uma escala característica de velocidade w_* e uma escala de comprimento z_i para descrever os processos de transferência turbulenta no interior desta camada.

A escala de velocidade convectiva w_* é então dada por:

$$w_* = \left[\frac{g}{\Theta} \overline{w' \theta'_0} z_i \right]^{1/3} \quad (2.1.1)$$

onde $\left(\overline{w' \theta'_0} \right)$ é o fluxo de calor turbulento superficial, Θ é a temperatura potencial virtual média (que considera o resfriamento e a umidade) e g a força da gravidade. Dizemos que $\frac{g}{\Theta}$ é o parâmetro de flutuabilidade. Um valor típico para w_* é de 2m/s (Weil and Brower, 1984).

A altura da camada limite superficial que normalmente encerra a turbulência de origem mecânica é de $z \approx |L|$, onde L é o comprimento de Monin-Obukhov, definido pela expressão:

$$L = -\frac{u_*^3}{\kappa \frac{g}{\Theta} w' \theta'_0} \quad (2.1.2)$$

onde u_* é a velocidade de fricção local e $\kappa (\approx 0,4)$ é a constante de von Kármán.

De um modo geral, a magnitude da escala de comprimento L corresponde à altura na qual a taxa de produção (ou de destruição, sob condições estáveis) de cisalhamento e de flutuabilidade da energia cinética turbulenta são iguais.

O comprimento de Monin-Obukhov é negativo sob condições instáveis (fluxo de temperatura na superfície é positivo), é infinito em condições neutras e positivo sob condições estáveis.

Para uma CLC bem desenvolvida $|L|$ apresenta valores típicos, entre 10m e 100m de modo que $z_i / |L| \geq 10$ (Panofsky-Dutton, 1984). Assim podemos considerar $z_i / |L|$ como um parâmetro de estabilidade. Para pequenos $z_i / |L|$ a estratificação é quase neutra, enquanto que para um aumento de $z_i / |L|$, os efeitos da estabilidade são mais importantes.

O campo de velocidade vertical tem características distintas. A taxa de produção de flutuabilidade da turbulência na CLC não é uniformemente distribuída na direção vertical. O processo nas nuvens, incluindo o resfriamento em seus topos, pode modificar o perfil do fluxo de calor, mas em geral, a produção de flutuabilidade é maior na superfície, resultando que flutuações na vertical são distorcidas. Isto afeta fortemente a dispersão das plumas.

2.2 Camada Residual

Por volta de meia hora antes do pôr-do-sol as termas cessam de se formar, permitindo que a turbulência decaia. O resultado é uma camada de ar que é algumas vezes chamada de Camada Residual (CR).

A CR é neutramente estratificada, assim a turbulência é quase igual em todas direções. Como resultado, as plumas de fumaça emitidas na CR tendem a se dispersar em taxas iguais nas direções vertical e lateral, criando uma pluma em forma de cone.

O potencial de temperatura geralmente decresce durante a noite devido à radiação divergente. O resfriamento é mais ou menos uniforme através da CR, permitindo que o potencial de temperatura permaneça quase adiabático. Quando no dia seguinte a CLC chega à base da CR, esta desaparece rapidamente sendo tomada pela CLC.

A CR não tem um contato direto com o solo, pois durante a noite, a Camada Limite Estável Noturna aumenta gradualmente sua espessura, modificando a base da CR. Então o restante da CR não é afetado pelo transporte turbulento na superfície.

2.3 Camada Limite Estável

Uma Camada Limite Estável (CLE) é formada durante a noite sobre a Terra, quando a superfície é resfriada pela radiação por ondas longas. Esta camada é caracterizada pela estabilidade estática do ar com turbulência fraca e esporádica. Sobre os oceanos a CLE é geralmente formada pela advecção.

Em condições estáveis, a turbulência de origem mecânica é contida por um fluxo de calor descendente, resultando assim uma camada na qual a turbulência pode ser mantida tipicamente numa magnitude menor do que aquela em condições instáveis (Holtslag e Nieuwstadt, 1986).

Durante o dia também há a possibilidade de se formar uma CLE quando a superfície for mais fria que o ar acima dela - advecção - isto ocorre freqüentemente durante a passagem de uma frente quente ou perto do litoral. Neste período, na CLC, a temperatura cai mais rapidamente com a altura que a taxa adiabática nas regiões mais baixas da camada, e algumas parcelas são aceleradas verticalmente e deslocadas de suas posições originais. À noite na CLE, a temperatura cai menos rapidamente com a altura e as parcelas deslocadas voltam para suas posições originais.

O topo da CLE não é tão bem definido como o topo da CLC. Os níveis de turbulência decrescem gradualmente com a altura e então desaparecem, devido à combinação da estabilidade estática e da diminuição do cisalhamento do vento.

Como parâmetro delimitador da CLC tinha-se z_i , para a CLE noturna definimos h como sendo a altura da mistura turbulenta noturna. Existe uma concordância entre os pesquisadores de que h deveria ser a altura onde a turbulência cai para níveis desconsiderados, digamos 5% dos valores de superfície. (Kaimal et. al., 1979)

A altura de mistura turbulenta noturna pode ser expressa como (Garrat, 1982):

$$h = 0.4 \left(\frac{(u_*)_0 L}{f_c} \right)^{1/2} \quad (2.3.1)$$

Poluentes emitidos na Camada Limite Estável dispersam-se relativamente pouco na vertical e mais rapidamente na horizontal, tal comportamento é chamado de “fanning”.

Os ventos exibem um comportamento complexo à noite. Acima do nível do solo sua velocidade é suave e calma, mas em altitudes da ordem de 200m, os ventos podem chegar à 10-30m/s em um jato noturno. Poucas centenas de metros acima a velocidade do vento torna-se pequena, tendo um valor quase geostrófico.

Em contraste com a turbulência na CLC, na CLE ela está em um balanço dinâmico delicado. A turbulência é produzida pelas interações com o cisalhamento do vento, mas é destruída pelo fluxo descendente de calor e pela dissipação viscosa.

3 ESPECTROS TURBULENTOS

Fluxos turbulentos como os presentes na CLP são formados por uma superposição de turbilhões que podem ser descritos por modelos estatísticos de turbulência. Estes turbilhões interagem continuamente com o fluido principal e entre si, originando assim sua energia. Devido à grande energia “contida” nos turbilhões, eles são responsáveis pela maioria do transporte turbulento.

A energia contida nos turbilhões está sujeita a instabilidade, que neste caso é provocada por outros turbilhões. Isto impõe um tempo de vida finito antes de se separarem em pequenos turbilhões. Este processo é repetido sob todas escalas de tamanho até que os turbilhões sejam suficientemente pequenos para que a viscosidade possa afetar diretamente e converter sua energia cinética em energia interna (calor) (Kaimal e Finnigan, 1994).

Para entender a transferência de energia entre os turbilhões e desta forma descrever o processo de cascata, ou seja, o fluxo de energia dos grandes para os pequenos turbilhões, deve-se isolar as diferentes escalas de movimento turbulento e observar seu comportamento separadamente.

De um sinal turbulento, pode-se separar a contribuição de cada turbilhão para a energia cinética turbulenta conforme o seu tamanho. Uma tomada de energia em função do período de um sinal turbulento (por exemplo: do vento) fornece o espectro, que é a soma das contribuições de todos os turbilhões. Pequenos turbilhões têm menores períodos que os grandes, os picos mostram quais os turbilhões que mais contribuem para a energia cinética. Para desdobrar o sinal em termos das diferentes frequências usa-se a Transformada de Fourier.

Como a soma de $|F_A(n)|^2$ nas frequências de $n = 1$ a $n = N - 1$, é igual a variância total da série temporal original, então:

$$\sigma_A^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} (A_k - A)^2 = \sum_{n=1}^{N-1} |F_A(n)|^2 \quad (3.2)$$

e a intensidade espectral discreta $E_A(n)$ é definida como:

$$\text{para } n = 1 \text{ a } N = \text{par} \quad E_A(n) = 2|F_A(n)|^2 \quad (3.3a)$$

e

$$\text{para } n = 1 \text{ a } N = \text{ímpar} \quad E_A(n) = |F_A(n)|^2 \quad (3.3b)$$

válida para qualquer variável como temperatura, velocidade ou umidade.

3.1 O Espectro de Velocidade Turbulento na CLC

Segundo Kaimal et. al. (1976), a energia no subintervalo inercial permanece essencialmente constante com a altura, em contraste os máximos espectrais aproximam-se de frequências menores a medida que a altura vertical z cresce. Este efeito é mais sentido na vertical do que na horizontal. Tais observações implicam em um comportamento do espectro razoavelmente uniforme sobre grande parte da CLC.

Estendendo o argumento de similaridade para a CLC podemos esperar que seu espectro de velocidades, normalizado por w_*^2 , seja uma função somente de duas variáveis:

z/z_i e z/λ_t , sendo λ_t o comprimento de onda.

Uma expressão geral para o espectro de velocidades em condições instáveis em um sistema euleriano é descrito por (Olesen et. al., 1984):

$$\frac{nS_i^E(n)}{(u_*^2)_0} = \frac{Af^\gamma}{(1 + Bf^\alpha)^\beta} \quad (3.1.1)$$

onde $(u_*^2)_0$ é a velocidade de fricção na camada superficial; $f = nz/U$ é a frequência adimensionalizada; z é a altura acima da superfície; e A, B, α, β e γ são constantes que dependem das condições atmosféricas. α, β e γ são parâmetros que determinam a forma do espectro: uma curva pontiaguda, como na CLE, ou mais suave depende de seus valores.

Uma perspectiva adicional é que o modelo espectral deve concordar com a lei de Kolmogoroff para o subintervalo inercial:

$$E(k) = \alpha_1 \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (3.1.2)$$

onde $E(k)$ é o espectro de velocidade turbulento em uma dimensão longitudinal no subintervalo inercial, k é o número de onda (radianos por unidade de comprimento) e ε é a taxa de dissipação molecular.

Usando a relação entre o número de onda k e a frequência n ($k = \frac{2\pi n}{U}$) a equação (3.1.2) torna-se:

$$\frac{2\pi n}{U} \left(\frac{1}{(u_*)^2} \right) E \left(\frac{2\pi n}{U} \right) = \alpha_1 \left(\frac{\varepsilon \kappa z}{(u_*)^3} \right)^{2/3} \left(\frac{2\pi n z}{U} \right)^{-2/3} \kappa^{-2/3}. \quad (3.1.3)$$

Agora, definindo $S(n) \equiv \left(\frac{2\pi}{U} \right) E \left(\frac{2\pi n}{U} \right)$ ou $nS(n) = kE(k)$ e baseando-se nos argumentos de similaridade para a camada superficial, reescreve-se (3.1.2) como:

$$\frac{nS_i^E(n)}{(u_*^2)_0} = c_i f^{-2/3} \phi_\varepsilon^{2/3} \quad (3.1.4)$$

em que ϕ_ε é a função taxa de dissipação adimensionalizada ($\phi_\varepsilon = \frac{\varepsilon \kappa z}{(u_*)^3}$) e $c_i = \alpha_1 (2\pi \kappa)^{-2/3}$ é derivado experimentalmente a partir do espectro para cada componente de direção do vento, e seu valor é 0,36 para as componentes transversais e 0,27 para a componente longitudinal.

Sabendo-se que $\frac{w_*^2}{(u_*^2)_0} = \left(\frac{-z_i}{\kappa L}\right)^{2/3}$ obtém-se de (3.1.1):

$$\frac{nS_i^E(n)}{w_*^2} = \frac{Af^\gamma}{(1+Bf^\alpha)^\beta} \left(\frac{-\kappa L}{z_i}\right)^{2/3}. \quad (3.1.5)$$

Se formulada em termos da similaridade de parâmetros convectivos a equação (3.1.4) gera:

$$\frac{nS_i^E(n)}{w_*^2} = c_i \left(\frac{nz}{U}\right)^{-2/3} \left(\frac{\varepsilon \kappa z_i}{w_*^3}\right)^{2/3} \left(\frac{z}{z_i}\right)^{2/3} \quad (3.1.6a)$$

$$\frac{nS_i^E(n)}{w_*^2} = c_i f^{-2/3} \kappa^{2/3} \psi_\varepsilon^{2/3} \left(\frac{z}{z_i}\right)^{2/3}. \quad (3.1.6b)$$

Para grandes frequências ($n \rightarrow \infty$) a equação (3.1.5) torna-se:

$$\frac{nS_i^E(n)}{w_*^2} = \frac{A}{B^\beta} f^{\gamma-\alpha\beta} \left(\frac{-\kappa L}{z_i}\right)^{2/3}. \quad (3.1.7)$$

Como dito anteriormente o modelo deve ser consistente com a lei de Kolmogoroff, assim comparando-se as equações (3.1.6b) e (3.1.7) tem-se:

$$\gamma - \alpha\beta = -2/3 \quad (3.1.8a)$$

e

$$A = c_i \kappa^{-2/3} \psi_\varepsilon^{2/3} \left(\frac{z}{z_i} \right)^{2/3} \left(\frac{-z_i}{\kappa L} \right)^{2/3} B^\beta \quad (3.1.8b)$$

A posição observada, $(f_m^*)_i$, do espectro máximo deve coincidir com o máximo do modelo (equação 3.1.1), isto é:

$$\frac{d}{df} [A f^\gamma (1 + B f^\alpha)^{-\beta}] \Big|_{f=(f_m^*)_i} = 0. \quad (3.1.9)$$

Obtém-se então que:

$$B = \frac{1,5\gamma}{(f_m^*)_i^\alpha}. \quad (3.1.10)$$

Substitui-se agora, a eq. (3.1.8b) na eq. (3.1.1), utilizando $\gamma = 1, \alpha = 1$ e

$\beta = 5/3$:

$$\frac{nS_i^E(n)}{w_*^2} = \frac{c_i f \kappa^{2/3} \psi_\varepsilon^{2/3} \left(\frac{z}{z_i} \right)^{2/3} \left(\frac{1,5}{(f_m^*)_i} \right)^{5/3}}{\left(1 + \frac{1,5f}{(f_m^*)_i} \right)^{5/3}} \quad (3.1.11)$$

com $\kappa = 0.4$:

$$\frac{nS_i^E(n)}{w_*^2} = \frac{1,06c_i f \psi_\varepsilon^{2/3} \left(\frac{z}{z_i}\right)^{2/3}}{(f_m^*)_i^{5/3} \left(1 + \frac{1,5f}{(f_m^*)_i}\right)^{5/3}} \quad (3.1.12)$$

onde $(f_m^*)_i = \frac{z}{\lambda_{m_i}}$, λ_{m_i} é o comprimento de onda máximo.

Para obter a variância generalizada σ_i^2 , integra-se $S_i^E(n)$ na equação (3.1.10) sobre todo domínio frequência:

$$\sigma_i^2 = \frac{1,06c_i \psi_\varepsilon^{2/3} \left(\frac{z}{z_i}\right)^{2/3} w_*^2}{(f_m^*)_i^{2/3}} \quad (3.1.13)$$

3.2 O Espectro de Velocidades Turbulento na CLE

Em 1985 Sobjan mostrou que as variâncias e covariâncias da velocidade do vento e da temperatura seguem as previsões da teoria da similaridade local. Assim, espera-se que o espectro de energia e o coespectro também devam seguir as leis de escala local. Estas observações levam a hipótese de que as densidades espectrais e coespectrais, quando escaladas adequadamente por parâmetros locais (basicamente a referência para a velocidade do vento é a velocidade $u_* = \sqrt{\tau}$, e para a temperatura é $T_* = \frac{-\overline{w\theta}}{\sqrt{\tau}}$) deveriam permanecer como somente

uma função do parâmetro adimensionalizado z/Λ e da frequência reduzida f ($f = nz/U$), onde z é a altura acima do solo, Λ é o comprimento local de Monin-Obukhov, n é a frequência cíclica e U a velocidade média do vento.

Perfis espectrais para a CLE têm sido propostos no contexto da Teoria da Similaridade Local por vários autores (Degrazia, 1988; Sorbjan, 1986; Moraes, 1988). Degrazia em 1988 desenvolveu as equações do espectro universais para velocidade turbulenta, em termos das escalas locais apresentadas acima.

A expressão dada por Olesen (1984), em função da velocidade de fricção local é dada por:

$$\frac{nS_i^E(n)}{u_*^2} = \frac{Af^\gamma}{(1+Bf^\alpha)^\beta} \quad (3.2.1)$$

Para obter o espectro de velocidades na CLE procede-se de maneira análoga ao espectro de velocidades na CLC, assim obtém-se:

$$\frac{nS_i^E(n)}{u_*^2} = c_i f^{-2/3} \Phi_e^{2/3} \quad (3.2.2)$$

em que Φ_e é a função taxa de dissipação molecular adimensionalizada.

Em grandes frequências ($n \rightarrow \infty$) a equação (3.2.1) torna-se:

$$\frac{nS(n)}{u_*^2} = Af^{\gamma-\alpha\beta} B^\beta \quad (3.2.3)$$

O modelo também deve ser consistente com a Lei de Kolmogoroff, então compara-se (3.2.2) e (3.2.3), obtendo-se:

$$\gamma - \alpha\beta = -2/3 \quad (3.2.4)$$

$$A = c_i B^\beta \Phi_\varepsilon^{2/3} \quad (3.2.5)$$

$$\text{Novamente de } \frac{d}{df} [A f^\gamma (1 + B f^\alpha)^{-\beta}] \Big|_{f=(f_m)_i} = 0 \quad \rightarrow \quad B = \frac{1,5\gamma}{(f_m)_i^\alpha}, \text{ assim}$$

substitui-se em (3.2.1) agora com $\alpha = 5/3, \beta = 1$ e $\gamma = 1$

$$\frac{nS_i^E(n)}{u_*^2} = \frac{1,5c_i f \Phi_\varepsilon^{2/3}}{(f_m)_i^{5/3} \left(1 + \frac{1,5f^{5/3}}{(f_m)_i^{5/3}}\right)} \quad (3.2.6)$$

Para se obter a variância generalizada, integramos o espectro $S_i^E(n)$ sobre todo domínio frequência:

$$\sigma_i^2 = \frac{2,32c_i \Phi_\varepsilon^{2/3} u_*^2}{(f_m)_i^{2/3}} \quad (3.2.7)$$

Esta variância é utilizada para normalizar a função espectral (3.2.6) e a partir daí obter o coeficiente de difusão que será gerado no próximo capítulo.

4 DERIVAÇÃO DOS PARÂMETROS QUE DESCREVEM A TURBULÊNCIA

4.1 Teoria Estatística de Taylor

A Teoria de Difusão Estatística de Taylor aplica-se na descrição da dispersão de partículas abandonadas por uma fonte pontual contínua localizada em um campo de turbulência homogênea e estacionária, isto é, as propriedades da turbulência são uniformes no espaço e não evoluem com o tempo.

Para seguir os argumentos de Taylor é necessário definir um elemento de fluido como um volume de controle, cujas dimensões características são muito menores que a escala de comprimento de Kolmogoroff. O movimento do elemento de fluido corresponde ao movimento do centro de massa do conjunto de moléculas contidas no volume de controle.

Seja o deslocamento vertical de uma partícula composto de quatro deslocamentos discretos (Venkatram, 1988),

$$Z = z_1 + z_2 + z_3 + z_4 \quad (4.1.1)$$

onde cada deslocamento z ocorre no intervalo de tempo $\Delta\tau$.

Pode-se escrever estes deslocamentos como:

$$z_i = w_i \Delta\tau \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (4.1.2)$$

onde w_i é a velocidade média das partículas no deslocamento z_i .

Elevando (4.1.1) ao quadrado e generalizando para N deslocamentos, obtém-se:

$$\langle Z^2 \rangle = \sum_{i=1}^N z_i^2 + 2 \sum_{i=1}^{N-1} z_i z_{i+2} + 2 \sum_{i=1}^{N-2} z_i z_{i+3} + \dots + 2 \sum_{i=1}^1 z_i z_{i+(N-1)} \quad (4.1.3)$$

Substituindo (4.1.2) em (4.1.3), fazendo a média sobre o conjunto:

$$\langle Z^2 \rangle = \Delta t \left\{ 2 \sum_{i=1}^N \langle w_i^2 \rangle + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \langle w_i w_{i+1} \rangle + 2 \sum_{i=1}^{N-2} \langle w_i w_{i+2} \rangle + \dots + 2 \sum_{i=1}^1 \langle w_i w_{i+(N-1)} \rangle \right\} \quad (4.1.4)$$

Na turbulência homogênea a estatística da velocidade independe da posição, então:

$$\langle w_i^2 \rangle = \sigma_w^2 \quad (4.1.5)$$

Considerando a definição de função correlação ($R_L(\tau)$) e coeficiente de correlação ($\rho_L(\tau)$) de H. Tennekes(1981) pode-se escrever:

$$\langle w_i, w_{i+1} \rangle = R_L(\tau) = \sigma_w^2 \rho_L(\tau) \quad (4.1.6)$$

O L subscrito refere-se ao fato de que são correlações Lagrangianas, medidas ao longo da trajetória das partículas. A equação (4.1.6) expressa a autocorrelação da partícula entre o deslocamento (i) e o deslocamento ($i+n$), onde $n = 1, 2, 3, \dots, N-1$.

Realizando os somatórios indicados e considerando as definições (4.1.5) e (4.1.6) pode-se escrever (4.1.4) da seguinte forma:

$$\langle Z^2 \rangle = \Delta\tau\sigma_w^2 + 2\sigma_w^2 \sum_{n=1}^N \rho_L(\tau)(t-\tau)\Delta\tau \quad (4.1.7)$$

onde $\tau = n\Delta\tau$ e $t = N\Delta\tau$.

Fazendo $\Delta\tau \rightarrow 0$, obtém-se:

$$\langle Z^2 \rangle = 2\sigma_w^2 \int_0^t (t-\tau) \rho_L(\tau) d\tau \quad (4.1.8)$$

A equação (4.1.8) define o parâmetro de dispersão vertical da pluma em termos da função correlação. É de interesse prático o comportamento desta equação para grandes valores de t . Se $\rho_L(\tau) \rightarrow 0$ quando $\tau \rightarrow \infty$ a integral em (4.1.8) aproxima-se de um valor constante para t suficientemente grande. Esta constante é definida como a escala de tempo integral Lagrangiana e é expressa por:

$$T_L = \int_0^{\infty} \rho_L(\tau) d\tau \quad (4.1.9)$$

A escala de tempo Lagrangiana determina o intervalo em que existe autocorrelação dos turbilhões com seu passado. Ela está relacionada à evolução temporal dos turbilhões energéticos. A medida que a integral lagrangiana de tempo diminui, o turbilhão perde energia cinética e reduz o seu tamanho, perdendo contato com seu passado.

4.2 Taxa de Dispersão

A taxa de dispersão das partículas em um fluido turbulento pode ser expressa para grandes tempos ($\tau \rightarrow \infty$), como (Batchelor, 1949 e Weil, 1989):

$$K_i = \frac{d}{d\tau} \left(\frac{\overline{X_i^2}}{2} \right) = \sigma_i^2 \int_0^{\infty} \rho_i(\tau) d\tau = \sigma_i^2 T_{L_i} \quad (4.2.1)$$

onde $\overline{X_i^2}$ é a variação da posição das partículas, $\rho_i(\tau)$ é a função autocorrelação lagrangiana, σ_i^2 corresponde a variância lagrangiana da componente i do campo de vento turbulento e T_{L_i} é a escala integral de tempo lagrangiana, e i pode ser substituído por u, v , e w .

De acordo com Tennekes e Lumley (1972) a escala de comprimento Lagrangiana ℓ_{L_i} pode ser definida

$$\ell_{L_i} = \sigma_i T_{L_i} \quad (4.2.2)$$

Esta escala de comprimento fornece a extensão do turbilhão dominante.

Com base na teoria de Taylor, Degrazia e Moraes (1992) derivaram uma expressão para a taxa de dispersão de um conjunto de partículas para um tempo de viagem τ :

$$\frac{d}{d\tau} \left(\frac{\overline{X_i^2}}{2} \right) = \frac{\sigma_i^2 \beta_i}{2\pi} \int_0^\infty \frac{F_i^E(n) \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi n \tau}{\beta_i} \right)}{n} dn \quad (4.2.3)$$

onde $F_i^E(n)$ é o valor do espectro Euleriano de energia normalizado; β_i é a razão entre as escalas de tempo Eulerianas e Lagrangianas; e n é a frequência. Wandel e Kofoed-Hansen (1962), Pasquill (1974) e Hanna (1981) sugerem a seguinte relação:

$$\beta_i = d \frac{U}{\sigma_i} \quad (4.2.4)$$

Um grande número de trabalhos teóricos e experimentais trazem o valor de “ d ”. Com base nestes trabalhos foi utilizado um valor de 0,55.

A equação (4.2.3) tem um comportamento assintótico quando os tempos de viagem tornam-se grandes, tendo o efeito de selecionar $F_i^E(n)$ na origem do espaço frequência (Degrazia et. al., 1996). Como consequência a taxa de dispersão torna-se independente do tempo de viagem desde a fonte e pode ser expressa como uma função das propriedades locais da turbulência, como segue:

$$\frac{d}{d\tau} \left(\frac{\overline{X_i^2}}{2} \right) = \frac{\sigma_i^2 \beta_i F_i^E(0)}{4}. \quad (4.2.5)$$

Ainda das equações (4.2.1), (4.2.2) e (4.2.5), a escala de comprimento Lagrangiana pode ser expressa como:

$$\ell_{L_i} = \frac{\beta_i \sigma_i F_i^E(0)}{4} \quad (4.2.6)$$

que gera uma escala de tempo Lagrangiana dada por:

$$T_{L_i} = \frac{\ell_{L_i}}{\sigma_i} = \frac{\beta_i F_i^E(0)}{4}. \quad (4.2.7)$$

É importante enfatizar os benefícios do uso da parametrização dada por (4.2.5). A Teoria de Taylor é válida somente para turbulência homogênea, ao passo que em (4.2.5) a difusividade turbulenta é mais geral e é aplicável também à turbulência não-homogênea.

4.3 Espectro de Velocidades Turbulento em Uma CLP Sob Influência dos Dois Efeitos de Cisalhamento e de Flutuabilidade

No capítulo 2 foram derivados os espectros de velocidade turbulentos para um perfil de estratificação convectiva (eq. 3.1.12) e para uma estratificação neutra estável (eq. 3.2.6) na CLP.

Pode-se assumir uma hipótese de superposição linear entre os dois mecanismos (cisalhamento + flutuabilidade) quando a energia contida nas faixas de frequência estão bem “separadas” para os dois espectros (independência estatística), assim há uma pequena interação entre as duas partes, de modo que podem ser modeladas separadamente (Frisch, 1995).

Assim, o espectro de velocidades turbulento em um cisalhamento (neutro ou estável)/flutuabilidade (convectivo) dirigido na CLP pode ser escrito como:

$$nS_i^E(n) = \frac{1,06c_i f(\psi_\varepsilon)^{2/3} \left(\frac{z}{z_i}\right)^{2/3} w_*^2}{[(f_m^*)_i^c]^{5/3} \left\{1 + 1,5 \frac{f}{(f_m^*)_i^c}\right\}^{5/3}} + \frac{1,5c_i f(\Phi_\varepsilon)^{2/3} u_*^2}{[(f_m^*)_i^{n+es}]^{5/3} \left\{1 + 1,5 \frac{f^{5/3}}{[(f_m^*)_i^{n+es}]^{5/3}}\right\}} \quad (4.3.1)$$

onde $S_i^E(n) = F_i^E(n)\sigma_i^2$ é o espectro de velocidades Euleriano; w_*^2 é a escala de velocidade convectiva; u_*^2 é a velocidade de fricção local; $\psi_\varepsilon = \varepsilon z / w_*^3$ e $\Phi_\varepsilon = \varepsilon z \kappa / u_*^3$ são as funções taxa de dissipação molecular adimensionalizadas; z , é a altura acima da superfície; $f = nz/U$ é a frequência reduzida; U é a velocidade média do vento; $(f_m^*)_i^c$ é a frequência máxima reduzida

para um perfil convectivo; $(f_m^*)_i^{n+es}$ é a frequência máxima reduzida para um perfil neutro ou estável; $c_i = \alpha_i \alpha_u (2\pi\kappa)^{-2/3}$ com $\alpha_u = 0,5 \pm 0,05$ e $\alpha_i = 1, \frac{4}{3}, \frac{4}{3}$ respectivamente para as componentes u, v, e w; e κ é a constante de von Kármán.

De qualquer forma, têm-se mostrado (Moeng e Sullivan, 1994) que modelos simples para energia cinética turbulenta baseados em negligenciar os efeitos da interação cisalhamento e flutuabilidade podem ser considerados como boas aproximações para uma CLP intermediária.

Como foi feito no capítulo 3, ao se integrar analiticamente a eq. (4.3.1) sobre todo domínio frequência obtém-se a variância a ser usada nos modelos de dispersão atmosféricos e para normalizar o espectro $S_i^E(n)$.

$$\sigma_i^2 = \frac{1,06c_i(\psi_\varepsilon)^{2/3}\left(\frac{z}{z_i}\right)^{2/3}w_*^2}{[(f_m^*)_i^c]^{2/3}} + \frac{2,32c_i(\Phi_\varepsilon)^{2/3}u_*^2}{[(f_m^*)_i^{n+es}]^{2/3}}. \quad (4.3.2)$$

A partir deste ponto, assume-se que as variâncias Lagrangiana e Euleriana do campo de vento turbulento são iguais. Isto é usualmente feito baseado no fato que a energia cinética turbulenta é a mesma para ambas aproximações (Hanna, 1982).

4.4 Parametrização da Turbulência para Todas Condições de Estabilidade

Obtida a expressão para σ_i^2 (eq. 4.3.2), pode-se derivar as desejadas expressões para ℓ_{L_i}, T_{L_i} e K_i . Tal parametrização fornece valores contínuos para a CLP em todas elevações ($z_0 \leq z \leq h, z_i$) e para todas condições de estabilidade, desde valores de L estáveis até instáveis ($-\infty < L < \infty$), onde h é a altura da CLP com estratificação neutra ou estável; z_i é a altura da CLP com estratificação convectiva; z_0 é a extensão da rugosidade aerodinâmica na superfície e L é o comprimento de Monin-Obukhov.

Para se derivar as expressões citadas acima é necessário ter expressões para os parâmetros $\psi_\varepsilon, w_*, (f_m^*)_i^c, \Phi_\varepsilon, u_*$ e $(f_m^*)_i^{n+es}$ que aparecem na equações (4.3.1) e (4.3.2).

Para uma CLP com estratificação convectiva têm-se $\psi_\varepsilon \approx 0,65$ (Kaimal e Finnigan, 1994; Keith Wilson, 1997), $w_* = (u_*)_0 \left(\frac{-z_i}{\kappa L} \right)^{1/3}$ e $(f_m^*)_i = z / (\lambda_m)_i$, onde $(\lambda_m)_i$ é o comprimento de onda máximo do espectro de velocidades turbulento. Uma expressão para $(f_m^*)_i^c$ para as componentes u, v e w deve ser encontrada, assim de acordo com Caughey (1982) e Degrazia e Anfossi (1998), têm-se:

$$(\lambda_m)_u = (\lambda_m)_v = 1,5z_i \quad (4.4.1)$$

e,

$$(\lambda_m)_w = 1,8z_i [1 - \exp(-4 \frac{z}{z_i}) - 0,0003 \exp(8 \frac{z}{z_i})] \quad (4.4.2)$$

Em uma CLP com estratificação neutra ou estável Φ_e pode ser escrito como (Sorbjan, 1989): $\Phi_e = 1,25(1 + 3,7z/\Lambda)$ onde $\Lambda = L(1 - z/h)^{(1,5\alpha_1 - \alpha_2)}$ é o comprimento local de Monin-Obukhov (Degrazia e Moraes, 1992). Para um cisalhamento dominante em uma CLE $\alpha_1 = 1,5$ e $\alpha_2 = 1,0$ (Nieuwstadt, 1984).

Além disso, para uma CLP com estratificação neutra ou estável $u_*^2 = (u_*^2)_0(1 - z/h)^{\alpha_1}$ onde $\alpha_1 = 1,7$ para o caso neutro (Wyngaard et. al. , 1974). Segundo Stull, 1988 e Sorbjan, 1989 :

$$(f_m^*)_i^{n+es} = (f_m^*)_i^n \left(1 + \alpha_i \frac{f_c z}{G} + 3,7z/\Lambda \right) \quad (4.4.3)$$

onde $(f_m^*)_i^n$ é a frequência máxima em uma estratificação neutra na camada superficial ($(f_m^*)_u^n = 0,045$; $(f_m^*)_v^n = 0,16$ e $(f_m^*)_w^n = 0,35$), G é a velocidade do vento geostrófico e $f_c = 10^{-4} s^{-1}$ é o parâmetro de coriolis.

Na equação (4.4.2) acima, $\alpha_w = 500$ (Hanna, 1981) e como consequência da hipótese do comprimento de mistura, (Blackadar, 1962), (a escala de comprimento assintótica $\ell_\infty \approx G/f_c$ é limitada por um valor constante e igual para todas componentes de velocidade), $\alpha_u = 3889$ e $\alpha_v = 1094$. Agora ao escrever

$$\frac{f_c}{G} = \frac{f_c z}{(u_*)_0} \frac{(u_*)_0}{G} \quad (4.4.4)$$

onde $\frac{(u_*)_0}{G}$ é o coeficiente de arrasto geostrófico neutro, a equação (4.4.3) resulta em

$$(f_m^*)^{n+es} = (f_m^*)^n \left(1 + a_i \frac{f_c z}{(u_*)_0} \frac{(u_*)_0}{G} + 3,7 \frac{z}{\Lambda} \right) \quad (4.4.5)$$

com

$$\frac{(u_*)_0}{G} = \kappa \left\{ \left[\ln \left(\frac{(u_*)_0}{f_c z_0} \right) - A_0 \right]^2 + B_0^2 \right\}^{-1/2} \quad (4.4.6)$$

em que $A_0 \approx 0,2$ e $B_0 \approx 4,5$ (Garrat, 1992).

Agora têm-se todas expressões necessárias à parametrização citada acima.

Assim, dividindo (4.3.1) por (4.3.2), obtêm-se o espectro Euleriano de energia normalizado

$$F_i^E(0) = \frac{z}{U(f_m^*)_i^c} + \frac{0,64z}{U(f_m^*)_i^{n+es}}. \quad (4.4.7)$$

A escala de comprimento Lagrangiana sob todas condições de estabilidade e fornecendo valores contínuos na CLP sob todas elevações é obtida de (4.2.6), (4.3.2) e (4.4.7) e expressa como:

$$\ell_{L_i} = 0,14z \left\{ \left[\frac{-\bar{L}}{z_i} \frac{z_i}{-\bar{L}} \right]^{1/2} \frac{1}{(f_m^*)_i^c} + \frac{0,64}{(f_m^*)_i^{n+es}} \right\} \quad (4.4.8)$$

onde $-\bar{L}/z_i$ é o parâmetro médio de estabilidade na CLP.

Por outro lado, de (4.2.7), (4.3.2) e (4.4.8) a escala de tempo integral Lagrangiana pode ser obtida como:

$$T_L = \frac{z}{\sqrt{c_i}} \left\{ \left(\frac{-\bar{L} z_i}{z_i - \bar{L}} \right)^{1/2} \frac{0,14}{[(f_m^*)_i^c]^{2/3} (\psi_\varepsilon z/z_i)^{1/3} w_*} + \frac{0,059}{[(f_m^*)_i^{n+es}]^{2/3} (\Phi_\varepsilon)^{1/3} u_*} \right\}. \quad (4.4.9)$$

E finalmente, de (4.2.5), (4.3.2) e (4.4.9) o coeficiente de difusão assume a forma:

$$K_i = 0,14 \sqrt{c_i} z \left\{ \left(\frac{-\bar{L} z_i}{z_i - \bar{L}} \right)^{1/2} \frac{\left(\frac{z}{z_i} \right)^{1/3} (\psi_\varepsilon)^{1/3} w_*}{[(f_m^*)_i^c]^{4/3}} + \frac{(\Phi_\varepsilon)^{1/3} u_*}{[(f_m^*)_i^{n+es}]^{4/3}} \right\}. \quad (4.4.10)$$

As equações (4.3.2), (4.4.8), (4.4.9) e (4.4.10) permitem a parametrização da turbulência para todas as condições de estabilidade.

Dada uma homogeneidade horizontal a dinâmica da CLP é dirigida principalmente pelo transporte turbulento vertical. Assim, a presente análise dá enfoque aos parâmetros de difusividade na vertical.

Sob condições instáveis, isto é, $L < 0$, o coeficiente de difusão acima gera valores que se equiparam a um coeficiente estritamente convectivo. Assim foram utilizados

dois coeficientes de difusão convectivos dados por Degrazia et. al. (1997), para comparar com os valores gerados pela equação (4.4.10):

$$K_{zz} = 0,22 \left(\frac{z}{z_i} \right)^{1/3} \left(1 - \frac{z}{z_i} \right)^{1/3} \left[1 - \exp\left(-4 \frac{z}{z_i}\right) - 0,0003 \exp\left(8 \frac{z}{z_i}\right) \right] z_i w_* \quad (4.4.11)$$

e

$$K_{zz} = 0,15 \psi_\varepsilon^{1/3} \left[1 - \exp\left(-4 \frac{z}{z_i}\right) - 0,0003 \exp\left(8 \frac{z}{z_i}\right) \right]^{4/3} z_i w_* \quad (4.4.12)$$

com

$$\psi_\varepsilon^{1/3} = \left[\left(1 - \frac{z}{z_i} \right)^2 \left(-\frac{z_i}{L} \frac{z}{z_i} \right)^{-2/3} + 0,75 \right]^{1/2} \quad (4.4.13)$$

A equação (4.4.11) não tem a dependência do valor de $-z/L_i$ como (4.4.10) e (4.4.12). Ao efetuar a comparação entre as três, como era de se esperar obtém-se:

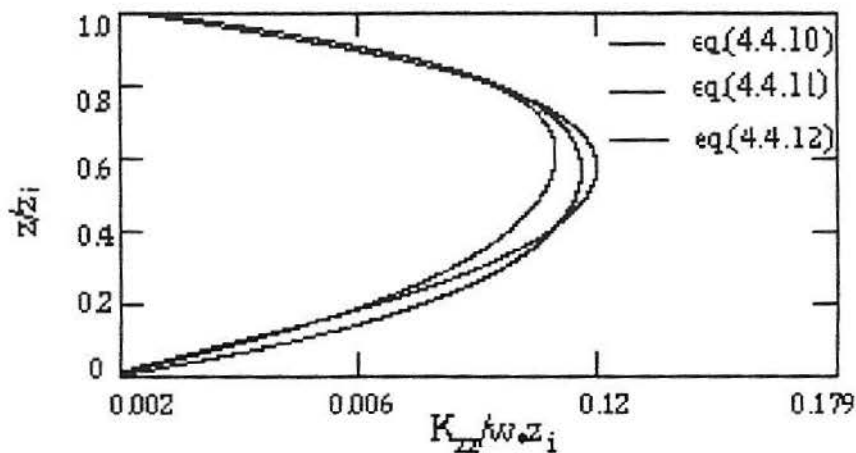


Figura (4.4.1) Comparação para os coeficientes de difusão convectivos

Quando a produção do cisalhamento é apenas uma reserva de energia turbulenta (CLE ou CLN), $L > 0$, a difusividade é influenciada apenas pelo segundo termo da equação (4.4.10).

Agora, utilizando um coeficiente de difusão que caracteriza uma estratificação estável, obtido por Degrazia & Moraes (1992)

$$K_{zz} = \frac{0,33(1 - z/h)^{\alpha_1/2} z/h}{1 + 3,7(z/h)(h/\Lambda)} u_* h \quad (4.4.14)$$

e comparando com a equação (4.4.10), obtém-se:

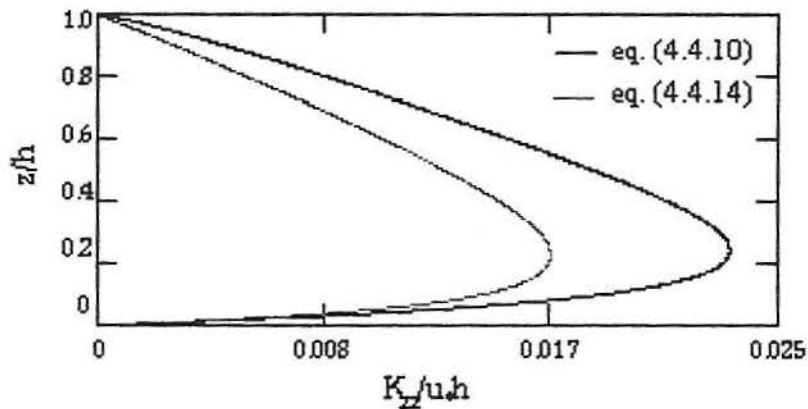


Figura (4.4.2) Comparação para o coeficiente de difusão estável

Para simular o gráfico acima, na equação (4.4.14) foram utilizados os seguintes dados:

$L = 116m$ - obtido a partir de experimento realizado em Minnessota;

$h = 400m$ - altura da CLE, obtida dos dados dos experimentos realizados em Cabauw e Minnessota;

$\alpha_1 = 1,5$ e $\alpha_2 = 1$ constantes (Nieuwstadt, 1984)

5 CONCLUSÃO

Baseado na Teoria de Difusão Estatística de Taylor e considerando-se expressões características que descrevem o espectro de energia turbulento, obteve-se uma parametrização para os processos de transporte na Camada Limite Planetária. É importante salientar a novidade introduzida por este trabalho, que leva em conta a parametrização simultânea entre os efeitos mecânicos e térmicos na geração da turbulência na CLP.

Os parâmetros turbulentos derivados são: a escala de comprimento Lagrangiana ℓ_{L_i} , a escala de tempo Lagrangiana T_{L_i} , a variância da velocidade turbulenta σ_i^2 e o coeficiente de difusão turbulento K_i . Todos estes são descritos em termos de comprimentos e velocidades característicos que descrevem a estrutura física da CLP, quais sejam: os comprimentos de Monin-Obukhov L e Λ , as alturas da mistura turbulenta z_i e h , e as velocidades características $(u_*)_0$, u_* e w_* . A parametrização proposta é geral no sentido que pode ser aplicada continuamente num período de 24 horas nas diferentes condições de estabilidade, tanto em modelos de dispersão Eulerianos e Lagrangianos, bem como em modelos atmosféricos de mesoescala.

Finalmente é importante observar que a presente parametrização descreve corretamente todas as situações limites que ocorrem em uma CLP, ou seja, Camada Limite Convectiva, Neutra e Estável. A partir deste estudo abrem-se portas para o cálculo da concentração de poluentes na atmosfera, podendo agora ser efetuada e vista de uma maneira mais abrangente, e não restrita aos efeitos da turbulência em uma determinada hora do dia.

6 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BATCHELOR, G. K., 1949. *Diffusion in a field of Homogeneous Turbulence*, I: Eulerian Analysis, Aust. J. Sci. Res. 2, 437-450.
- BERKOWICZ, R. R. and PRAHM, L. P., 1984. *Spectral representation of the vertical structure of turbulence in the convective boundary layer*. Quart. J. Roy. Met. Soc. 110 pp 35-52.
- BLACKADAR, A. K., 1962. The vertical distribution of wind and turbulent unchanged in a neutral atmospheric. J. Geophys. Res., 67, pp 3095-3102.
- BLACKADAR, A. K. and TENNEKES, H., 1969. *Asymptotic similarity in the planetary boundary layer*. J. Atmos. Sci. 25, 1015-1020.
- CAUGHEY, S. J. and PALMER, S. G., 1979. *Some aspects of turbulence structure through the depth of the convective boundary layer*. Q. J. R. Meteorol. Soc. 10, 811-827.
- CAUGHEY, S. J., 1982. *Observed Characteristics of the Atmospheric Boundary Layer*, in F.T.M. Nieuwstadt and H. Van Dop (eds.), Atmospheric Turbulence and air. Pollution Modelling, Reidel, Dordrecht, 107-158.
- CHAMPAGNE, F. H., FRIEHE, C. A., LaRue, J. C., and Wyngaard, J. C., 1977. *Flux measurements, flux estimation techniques, and fine-scale turbulence measurements in the unstable surface layer over land*. J. Atmos. Soc. 34, 515-530.
- DEGRAZIA, G. A., 1988. *Anwendung von ahnlichkeit verfahren auf die turbulence diffusion in der konfektiven und stabilen grenzschicht* Karlsruhe Tese (Doutorado) - Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Universität Karlsruhe.
- DEGRAZIA, G. A. and MORAES, O. L. L., 1992. *A Model for Eddy Diffusivity in a Stable Boundary Layer* Boundary-Layer Meteorol. 58, 205-214.
- DEGRAZIA, G. A., MORAES, O. L. L., and OLIVEIRA, A. P., 1996. *An analytical Method to Evaluate Mixin Length Scales for the Planetary Boundary Layer*, J. Appl. Meteorol. 35, 974-977.
- DEGRAZIA, G., CAMPOS VELHO, H. F. and CARVALHO, J. C., 1997. *Nonlocal Exchange Coefficients for the Convective Boundary Layer Derived from Spectral Properties*. Beitr. Phys. Atmos., 70, 57-64.

- DEGRAZIA, G., ANFOSSI, D., CAMPOS VELHO, H. F., FERRERO, E., 1998. *A Lagrangian Decorrelation Time Scale in the Convective Boundary Layer*, Boundary Layer Meteorol. 86, 525-534.
- GARRAT, J. R., 1992. *The atmospheric boundary layer*. Cambridge University Press.
- HANNA, S.R., 1981, *Lagrangian and Eulerian Time-Scale in the Daytime Boundary Layer*, J. Appl. Meteorol. 20, 242-249.
- HANNA, S. R., 1982. *Applications in air pollution modelling*. In: Atmospheric Turbulence and Air Pollution.
- HOLTSLAG, A. M. and MOENG, C.H., 1991. *Eddy diffusivity and countergradient transport in the convective boundary layer*. J. Atmos. Sci. 48, 1690-1698.
- KAIMAL, J. C., WYNGAARD, J. C., HAUGEN, D. A., COTE', O. R., IZUMI, Y., CAUGHEY, S. J. and READINGS, C. J., 1976. *Turbulence Structure in the Convective Boundary Layer*. J. Atmos. Sci. 33, 2152-2169.
- KAIMAL, J. C. and FINNIGAN, J. J., 1994. *Atmospheric Boundary Layer Flows: Their Structure and Measurements*. Oxford University Press. New York.
- KEITH WILSON, D., 1997. *A three-dimensional correlation/spectral model for turbulent velocities in a convective boundary layer*. Boundary-layer Meteorol. 85, 35-52.
- KRUSCHE, NISIA, 1990. *Modelo Matemático para o Espectro de Energia Turbulento na Baixa Atmosfera*. Dissertação de mestrado - Instituto de Física, UFRGS.
- LEMONE, m. A., 1978. *The marine boundary layer*. Workshop on Planetary Boundary Layer. J. C. Wyngaard, Ed. America Meteorol. Society, Boston, M. A. pp 182-231.
- MOENG, C. H. and SULLIVAN, P. P., 1994. *A comparison of shear and buoyancy-driven planetary boundary layers flows*. J. Atm. Sci. 51 n°7 pp 999-1022.
- MORAES, O/ L. L., 1988. *The velocity spectra in the stable boundary layer*. Boundary-Layer Meteorol., v.43, p. 223-230.
- MOREIRA, DAVISON MARTINS, 1996. *Comparação entre um modelo Gaussiano atualizado e a equação de difusão no cálculo da concentração superficial de poluentes na CLC: o caso das fontes pontuais elevadas*. Dissertação de mestrado - Universidade Federal de Santa Maria
- MOURA, ANGELA DEWES, 1995. *Solução Analítica para Dispersão Vertical Turbulenta em uma Camada Limite Estável*. Dissertação de mestrado - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, UFRGS.

- NIEWSTADT, F. T., 1984. *The turbulent structure of the stable nocturnal boundary layer*. J. Atmos. Sci., 41, 2202-2216.
- PANOFSKY, H. A. and DUTTON, J. A., 1984, *Atmospheric Turbulence*, John Wiley & Sons, New York, 397pp.
- PASQUILL, F. A., 1974. *Atmospheric Diffusion*, Wiley & Sons, 429 pp.
- PIRES, CATIA STEIN, 1996. *Um estudo analítico da dispersão de contaminantes abandonados por fontes áreas em uma CLC*. Dissertação de mestrado - Centro Estadual de Pesquisas em Sensoriamento Remoto e Meteorologia - UFRGS
- SORBJAN, Z., 1986. *Local similarity of spectral and cospectral characteristics in stable-continuous boundary layer*. Boundary-Layer meteorol., v. 35, p. 257-275.
- SORBJAN, Z., 1989. *Structure of the atmospheric boundary layer*. Prentice Hall, 310pp.
- STULL, R. B., 1988. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Dordrecht: Kluwer Academic, 345pp.
- SUN, W. Y., 1993. *Numerical simulation of a planetary boundary layer*. Part I: Cloud-free case. Beitr. Phys. Atmos. 66, 3-16.
- SUN, W. Y. and CHANG, C. Z., 1986. *Diffusion model for a convective layer*. Part I: numerical simulation of convective boundary layer. J. Appl. Meteor., 25, 1445-1453.
- TENNEKES, H. and LUMLEY, J. L., 1972. *A First Course in Turbulence*, The MIT Press, Cambridge. Mass.
- WANDEL, C. E. and KOFOED-HANSEN, D., 1962. *On the Eulerian-Lagrangian transform in the statistical theory of turbulence*. J. Geophys. Res. 67,3089-3093
- WEIL, J. C., 1988, *Dispersion in the Convective Boundary Layer*. In: Venkatram, A. And Wyngaard, J. C. (eds.) Lectures on air pollution modelling, Amer. Meteorol. Soc., Boston, 167-227.
- WYNGAARD, J. C., COTÉ, O. R., and RAO, K. S., 1974. *Modeling the atmospheric boundary layer*. In Turbulent Diffusion in Environmental Pollution, F. N. Frenkiel and R. E. Munn, Eds., Advances in Geophysics, Vol 18A. Academy Press, New York.

APÊNDICE

TEORIA DA SIMILARIDADE

Monin e Obukhov (1954) estabeleceram que as propriedades características da turbulência para a camada superficial sobre um terreno plano são determinadas por poucos parâmetros chave. Tais parâmetros são a altura z , a velocidade de fricção $u_* = \sqrt{z/\rho}$, o fluxo superficial de temperatura $(\overline{w'\theta'})_0$ e o parâmetro de flutuabilidade g/Θ . De acordo com a hipótese de Monin-Obukhov vários parâmetros atmosféricos e estatísticos, tais como gradientes, variâncias e covariâncias, quando normalizados por escalas apropriadas de velocidade u_* e de temperatura θ_* tornam-se funções universais de z/L .

$$\frac{z}{L} = -\frac{(g/\Theta)(\overline{w'\theta'})_0}{u_*^3/\kappa} \quad \text{e} \quad \theta_* = -\frac{(\overline{w'\theta'})_0}{\kappa u_*} \quad (\text{A.1})$$

onde $\kappa \approx 0,4$ é a constante adimensional de von Kármán.

O sinal de $(\overline{w'\theta'})_0$ determina o tipo de estratificação:

$$\textit{instável} \quad (\overline{w'\theta'})_0 > 0 \quad z/L < 0 \quad \theta_* < 0$$

$$\begin{array}{ll}
 \textit{estável} & (\overline{w'\theta'})_0 < 0 \quad z/L > 0 \quad \theta_* > 0 \\
 \textit{neutra} & (\overline{w'\theta'})_0 \rightarrow 0 \quad |z/L| \rightarrow \infty \quad |\theta_*| \rightarrow 0
 \end{array}$$

Os perfis adimensionais importantes emergentes na camada superficial são:

$$\phi_m(z/L) = \frac{\kappa z}{u_*} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \quad \textit{vento cisalhante} \quad (\text{A.2})$$

$$\phi_h(z/L) = \frac{\kappa z}{\theta_*} \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \right) \quad \textit{estratificação térmica} \quad (\text{A.3})$$

$$\phi_w(z/L) = \frac{\sigma_w}{u_*} \quad \textit{variação em } w \quad (\text{A.4})$$

$$\phi_\theta(z/L) = \frac{\sigma_\theta}{|\theta_*|} \quad \textit{variação em } \theta \quad (\text{A.5})$$

$$\phi_\varepsilon(z/L) = \frac{\kappa z \varepsilon}{u_*^3} \quad \textit{dissipação da energia cinética turbulenta} \quad (\text{A.6})$$

em que σ_w e σ_θ são os desvios padrões em w e θ , e ε é a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta.

A teoria da similaridade não tem um método para ajudar a encontrar a forma das funções $\phi(z/L)$; tais informações têm sido obtidas experimentalmente.

A fórmula fundamental da teoria semi-empírica é dada por:

$$-\overline{u'w'} = \frac{\tau}{\rho} = u_*^2 = K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad \textit{e} \quad -\overline{w'\theta'}_0 = u_* \theta_* = K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (\text{A.7})$$

que combinadas com (A.1) e (A.2) resulta nos coeficientes de difusividade para momentum e calor:

$$K_m = \frac{\kappa u_*^2}{\phi_m(z/L)} \quad \text{e} \quad K_h = \frac{\kappa u_*^2}{\phi_h(z/L)} \quad (\text{A.8})$$

Atualmente, já demonstrou-se que esta teoria só tem validade para a camada superficial sob condições estáveis, pois para condições instáveis existe, além de z , um outro parâmetro importante: a altura da camada limite convectiva z_i . Neste caso ϕ deve depender das quantidades adimensionais z/z_i e z_i/L .



Impressão: Gráfica UFRGS
Rua Ramiro Barcelos, 2705 - 1º andar
Fone: 316 5088 Fax: 316 5083 - Porto Alegre - RS
E-mail: grafica@vortex.ufrgs.br