



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE –4445 – TDL / 313

**ASPECTO AERODINÂMICOS DE UMA FLORESTA
AMAZÔNICA.**

Antonio Ocimar Manzi

Dissertação de Mestrado em Meteorologia, orientada por Luiz Carlos B. Molion,
aprovada em 25 de maio de 1987.

INPE
São José dos Campos
1987



AUTORES / AUTHORS

PALAVRAS CHAVES / KEY WORDS

CAMADA LIMITE SUPERFICIAL
TRANSPORTES TURBULENTOS
FLORESTA AMAZÔNICA

AUTORIZADA POR / AUTHORIZED BY

Marco Antonio Raupp
Diretor Geral

AUTOR RESPONSÁVEL
RESPONSIBLE AUTHOR

Antonio Ocimar Manzi

DISTRIBUIÇÃO / DISTRIBUTION

INTERNA / INTERNAL
 EXTERNA / EXTERNAL
 RESTRITA / RESTRICTED

REVISADA POR / REVISED BY

Luiz Carlos B. Molion

CDU/UDC

551.551.8(811.3)

DATA / DATE

Dezembro 1987

TÍTULO / TITLE	PUBLICAÇÃO Nº PUBLICATION NO
	INPE-4445-TDL/313
ASPECTOS AERODINÂMICOS DE UMA FLORESTA AMAZÔNICA	
AUTORES / AUTHORSHIP	Antonio Ocimar Manzi

ORIGEM
ORIGIN

PG/DME

PROJETO
PROJECT

FRH/MET

Nº DE PAG.
NO OF PAGES

131

ULTIMA PAG.
LAST PAGE

124

VERSÃO
VERSION

Nº DE MAPAS
NO OF MAPS

RESUMO - NOTAS / ABSTRACT - NOTES

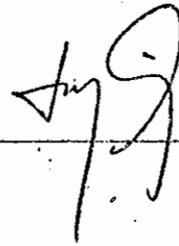
Resultados dos parâmetros micrometeorológicos acima de uma floresta de terra firme da Amazônia Central, com altura média das árvores $h=35m$, são apresentados e discutidos sob a ótica da teoria da similaridade de Monin e Obukhov, para 242 perfis (de vento, temperatura e umidade - do ar) médios horários. O deslocamento do plano zero para momentum foi $d=0,80h$ e o comprimento de rugosidade $z=0,09h$ em condições de neutralidade. Os parâmetros de estabilidade ζ e Ri mostraram importantes desvios para a instabilidade quando os efeitos da umidade foram incluídos; Ri tendeu para 0,1 quando ζ tendeu para ∞ e os valores de Ri aumentaram com a altura. Os gradientes adimensionais ϕ_m , ϕ_h e ϕ são apresentados em função de ζ e Ri . Em condições de neutralidade encontrou-se para a camada um $\phi_m=1,6$, $\phi_h=0,35$ e $\phi=0,4$; e para a camada dois $\phi_m=2,0$, $\phi_h=0,8$ e $\phi=0,9$. Os valores das difusividades K_h/K_m e K_h/K_m foram bem maiores do que 1, tanto em condições de instabilidade como nas m de inversão. Os valores de K_h/K_m foram maiores do que 1 para condições de inversão e menores do que 1 em condições de instabilidade.

OBSERVAÇÕES / REMARKS

Dissertação de Mestrado em Meteorologia. Aprovada em 25 de maio de 1987.

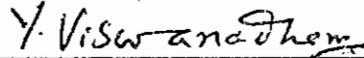
Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisito exigido
para a obtenção do Título de Mestre
em Meteorologia

Dr. Luiz Carlos Baldicero Molion



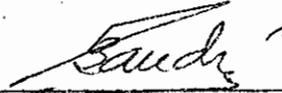
Presidente
Orientador

Dr. Y. Viswanadham



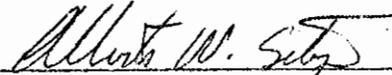
Orientador

Dr. Romísio G. Bohid André



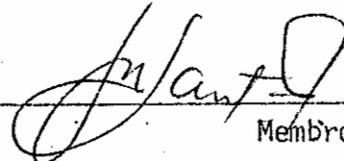
Membro da Banca
-Convidado-

Dr. Alberto W. Setzer



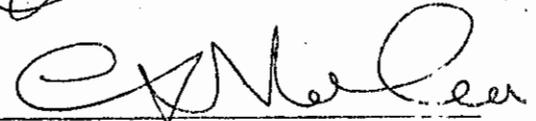
Membro da Banca

Dr. Jesus Marden dos Santos



Membro da Banca

Dr. Carlos Afonso Nobre



Membro da Banca

Candidato: Antonio Ocimar Manzi

São José dos Campos, 25 de maio de 1987

aos meus pais

AGRADECIMENTOS

Ao Instituto de Pesquisas Espaciais, na pessoa de seu diretor Dr. Marco Antonio Raupp, e ao Sr. Yoshihiro Yamazaki, chefe do Departamento de Meteorologia e Oceanografia, o apoio.

Aos Drs. Luiz Carlos Baldicero Molion e Yelisetty Viswanadham a segura orientação científica, incentivo e amizade.

Ao Leonardo Deane de Abreu Sá pela amizade e o seu grande incentivo durante todas as etapas deste trabalho.

Ao Vicente de Paula Silva Filho pela cessão de um algoritmo usado neste trabalho.

À Nadia Cristina França Villela e à Nilda Costa Alves M. Silva à preciosa ajuda na finalização desta dissertação.

ABSTRACT

Some results of the micrometeorological parameters over the Amazon forest (mean canopy height $h \approx 35$ m) of the "Terra Firme" are presented. Two hundred and forty two mean hourly profiles of wind, temperature and humidity for a wide range of stability conditions have been analyzed in the context of Monin-Obukhov similarity theory. The zero plane displacement d and the roughness parameter z_0 are found to Ri and ζ have showed significant differences in unstable conditions when the effect of water vapour is included in the calculations. The Richardson number Ri is approximately equal to 0.1 when ζ tends to ∞ . Values of Ri increased with increasing height. The parameters ϕ_m , ϕ_h , and ϕ_e are presented as functions of Ri and ζ . For the first layer in neutral conditions the values of ϕ_m , ϕ_h , and ϕ_e were approximately 1.6, 0.35 and 0.4, respectively and for the second layer 2.0, 0.8, and 0.9, respectively. Values of the ratios of diffusivities K_h/K_m and K_e/K_m were much greater than one for all stability conditions. The ratio K_e/K_h is more than one for inversion conditions and less than one for lapse conditions. These results differ with those obtained over plane areas having small roughness parameters.



SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS.....	<i>xi</i>
LISTA DE TABELAS.....	<i>xiii</i>
LISTA DE SÍMBOLOS.....	<i>xv</i>
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u>	1
<u>CAPÍTULO 2 - EVOLUÇÃO DA TEORIA</u>	5
2.1 - O escoamento turbulento.....	5
2.2 - O perfil de vento na subcamada superficial da atmosfera...	12
2.3 - Parâmetros de estabilidade.....	14
2.4 - Condições diabáticas.....	16
2.5 - Anomalias nas relações fluxo-gradiente acima de vegetação de porte alto.....	26
<u>CAPÍTULO 3 - OBSERVAÇÕES EXPERIMENTAIS</u>	31
3.1 - Medidas dos fluxos turbulentos.....	32
3.2 - Medidas dos perfis de vento, temperatura e umidade específica.....	33
<u>CAPÍTULO 4 - RESULTADOS</u>	37
4.1 - Estimativa de d , z_0 e u^*	37
4.2 - Parâmetros de estabilidade.....	56
4.3 - As funções adimensionais ϕ_m , ϕ_h , ϕ_e e as razões das difusividades turbulentas K_h/K_m , K_e/K_m e K_e/K_h	67
4.4 - Discussão das anomalias nas relações fluxo-gradiente.....	102
<u>CAPÍTULO 5 - CONCLUSÕES</u>	109
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	113



LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 - Valores das funções universais ϕ recomendadas por vários autores.	25
2.2 - Valores das funções universais ϕ recomendadas por vários autores.	25
3.1 - Velocidade de vento para 242 valores médios horários.....	35
3.2 - Sistema de intercâmbio de termômetros-SIT, composto de dois conjuntos (A e B) com 4 psicrômetros cada.....	36
4.1 - Valores do deslocamento do plano zero d , e do comprimento de rugosidade z_0 (obtidos com o método de Robinson 1962), como uma função da estabilidade $(z-d)/L$	47
4.2 - Valores de d e z_0 com a variação de z_f , pelo método de Molion e Moore(1983) com $ Ri < 0,015$	49
4.3 - Valores de d e z_0 calculados pelo método de Molion e Moore (1983) como uma função da estabilidade $(z-d)/L$, para $z_f=48,7m$	51
4.4 - Valores de d e z_0 calculados pelo método de Bruin e Moore (1985) como uma função da estabilidade $(z-d)/L$, para $z_f=48,7m$	49
4.5 - Diagrama de $Rie1$ x $Ri1$ (Camada entre 35,7 e 39,3m).....	60
4.6 - Diagrama de $Rie2$ x $Ri2$ (Camada entre 41,0 e 44,7m).....	61
4.7 - Diagrama de ϕ_{e1} x ϕ_1 (Camada entre 35,7 e 39,3m).....	62
4.8 - Diagrama de ϕ_{e2} x ϕ_2 (Camada entre 41,0 e 44,7m).....	63
4.9 - Diagrama de ϕ_{e1} x $Rie1$ (Camada entre 35,7 e 39,3m).....	64
4.10 - Diagrama de ϕ_{e2} x $Rie2$ (Camada entre 41,0 e 44,7m).....	65
4.11 - Diagrama de $Rie1$ (Camada entre 35,7 e 39,3m) x $Rie2$ (Camada entre 41,0 e 44,7m).....	65

4.12 - Variação da função adimensional de momentum com o número de Richardson de gradiente Ri	75
4.13 - Variação da função adimensional de momentum ϕ_m com o parâmetro de estabilidade de Monin e Obukhov ζ	77
4.14 - Variação da função adimensional de calor ϕ_h com Ri	79
4.15 - Variação da função adimensional de calor ϕ_h com ζ	81
4.16 - Variação da função adimensional de vapor d'água ϕ_e com Ri	83
4.17 - Variação da função adimensional de vapor d'água ϕ_e com ζ	85
4.18 - Variação da razão das difusividades turbulentas K_h/K_m com Ri	87
4.19 - Variação da razão das difusividades turbulentas K_h/K_m com ζ	89
4.20 - Variação da razão das difusividades turbulentas K_e/K_m com Ri	91
4.21 - Variação da razão das difusividades turbulentas K_e/K_m com ζ	93
4.22 - Variação da razão das difusividades turbulentas K_e/K_h com Ri	95
4.23 - Variação da razão das difusividades turbulentas K_e/K_h com ζ	97

LISTA DE TABELAS

	<u>Pag.</u>
2.1 - Um sumário das formas adimensionais de ϕ	21
4.1 - Parâmetros de rugosidade-método de Robinson.....	48
4.2 - Variação de d e z_o com z_f - método de Molion e Moore....	50
4.3 - Parâmetros de rugosidade - método de Molion e Moore.....	52
4.4 - Parâmetros de rugosidade - método de Bruin e Moore.....	54
4.5 - Velocidade de fricção (u^*).....	55
4.6 - Variação de ϕ_m com Ri	76
4.7 - Variação de ϕ_m com ζ	78
4.8 - Variação de ϕ_h com Ri	80
4.9 - Variação de ϕ_h com ζ	82
4.10 - Variação de ϕ_e com Ri	84
4.11 - Variação de ϕ_e com ζ	86
4.12 - Variação de K_h/K_m com Ri	88
4.13 - Variação de K_h/K_m com ζ	90
4.14 - variação de K_e/K_m com Ri	92
4.15 - Variação de K_e/K_m com ζ	94
4.16 - Variação de K_e/K_h com Ri	96
4.17 - Variação de K_e/K_h com ζ	98
4.18 - Variação de K_m com ζ	99
4.19 - Variação de K_h com ζ	100
4.20 - Variação de K_e com ζ	101



LISTA DE SÍMBOLOS

- a - Coeficiente de extinção de vento dentro da floresta.
- c_p - Calor específico do ar à pressão constante (J/kgK).
- d - Deslocamento do plano zero(m).
- d_e - Deslocamento do plano zero para vapor d'água(m).
- d_h - Deslocamento do plano zero para calor sensível(m).
- E - Fluxo vertical de vapor d'água(kg/m²s).
- g - Aceleração da gravidade(m/s²).
- h - Altura média da floresta(m).
- H - Fluxo vertical de calor sensível(W/m²).
- k - Constante de von Kármán.
- K_e - Coeficiente de difusividade turbulenta de vapor d'água(m²/s).
- K_h - Coeficiente de difusividade de calor sensível(m²/s).
- K_m - Coeficiente de difusividade turbulenta de momentum(m²/s).
- λ - Comprimento de mistura(m).
- L - Comprimento de estabilidade de Monin e Obukhov(m).
- L_e - Comprimento de estabilidade de Monin e Obukhov (com umidade)(m).
- p - Pressão interna do fluido(Pa).
- q - Umidade específica média(g/kg).
- Ri - Número de Richardson de gradiente.
- Rie - Número de Richardson de fluxo (com umidade).
- Rf - Número de Richardson de fluxo.
- u - Componente do vento na direção x(m/s).
- u' - Flutuação do campo de vento horizontal na direção x(m/s).
- \bar{u} - vento horizontal médio(m/s).
- u^* - Velocidade de fricção(m/s).
- u^*_{HY} - Velocidade de fricção do "Hydra".
- u^*_{MO} - Velocidade de fricção - Método de Molion e Moore(m/s).
- u^*_{RO} - Velocidade de fricção - Método de Robinson(m/s).

- v - Componente do vento na direção y(m/s).
- \tilde{v} - Flutuação do campo de vento horizontal na direção y(m/s).
- w - Componente do vento na direção z(m/s).
- \tilde{w} - Flutuação do campo de vento vertical(m/s).
- X - Componente x das forças externas por unidade de massa(N).
- z_0 - Comprimento de rugosidade(m).
- z - Altura a partir do nível do chão(m).
- z^* - Altura da subcamada rugosa(m).
- ζ - Parâmetro adimensional de Monin e Obukhov (com unidade).
- θ - Temperatura potencial média(k).
- θ^* - Parâmetro de escala de temperatura(K).
- λ - Calor latente de evaporação(J/kg).
- ν - Coeficiente de viscosidade cinemática(m²/s).
- μ - Viscosidade dinâmica do fluido(kg/ms).
- ρ - Densidade do fluido(kg/m³).
- τ - Estress de cisalhamento(kg/ms²).
- τ_0 - Estress de cisalhamento ao nível do chão(kg/ms²).
- ϕ_e - Função adimensional de estabilidade para vapor d'água.
- ϕ_h - Função adimensional de estabilidade para calor sensível.
- ϕ_m - Função adimensional de estabilidade para momentum.
- ξ - z/z_0

Índices inferiores

- e - relativo a vapor d'água.
- h - relativo a calor sensível.
- m - relativo a momentum.s

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

O estudo da interação entre as florestas e o meio ambiente tem sofrido consideráveis mudanças de qualidade. Enquanto até recentemente havia uma concepção pela qual era reservado um papel passivo para a cobertura vegetal, hoje compreende-se cada vez com maior profundidade o caráter rico e complexo das interações entre a copa e a atmosfera, nas quais os processos de auto regulação do microclima tem uma função primordial.

Isto pode se refletir na elaboração de modelos climatológicos, nos quais tem se dado crescente ênfase à procura de parâmetros fisicamente realistas associados às condições de contorno inferior da atmosfera. No que se refere aos estudos da climatologia da Amazônia, a importância na compreensão dos processos biofísicos de troca entre a floresta e a atmosfera se revestem de caráter especial dada a grande extensão da mesma, sua localização e seu elevado teor de umidade.

Isto faz com que os processos de convergência de massa que aí se desenvolvem sejam continuamente mantidos pela intensa atividade dos sistemas de nuvens cumulonimbus, os quais se constituem em elo entre a grande e a pequena escala de movimento da atmosfera. Estes cumulonimbus por sua vez são gerados pela forte radiação incidente e pela elevada disponibilidade de água para evaporação, a qual é regulada pela floresta.

Eles desempenham um papel fundamental na conformação da circulação geral da atmosfera nos trópicos, constituem se em instrumento básico na manutenção da célula de Hadley e conseqüentemente das características da zona de convergência intertropical. Isto se reflete nos transportes, em escala planetária, de calor latente, calor sensível e momentum.

Contudo, é pouco conhecida a maneira através da qual interagem os principais fatores que contribuem para a configuração da camada limite e sua conseqüente interação com os processos de grande escala. Isto se deve em grande parte aos processos de troca turbulenta que ocorrem na camada limite planetária e cuja quantificação é uma tarefa difícil. Com efeito, a natureza do fenômeno turbulento ainda se constitui num ponto de controvérsia entre os pesquisadores. Embora muitas teorias, como as de Prandtl, Taylor, von Kármán, Kolmogorov, Monin e Obukhov e Ruelle, tenham contribuído para explicar certos aspectos da troca turbulenta, ainda não se chegou a uma explicação da essência desses processos.

Apesar das lacunas nos conhecimentos desses processos a teoria que se constituiu num marco para a quantificação dos fluxos turbulentos em função de parâmetros de estabilidade adimensionais foi a de Monin e Obukhov (1953, 1954). Esta considera a possibilidade de relações adimensionais universais para processos de troca turbulenta.

A partir de sua formulação foram realizados muitos experimentos com o propósito de testar a sua validade. Assim, foram estudados inicialmente processos que ocorrem sobre superfícies lisas naturais ou em túneis de vento, conforme Webb (1970), Businger et alii (1971), Pruitt et alii (1973), Hogstrom (1974), Hicks (1976), entre outros.

Também foram realizados estudos sobre superfícies extremamente rugosas (Lettau, 1969; Thom et alii, 1975; Garratt, 1978, 1980 e 1983; Raupach, 1979 e Lindroth, 1983). Estes estudos apresentam maiores controvérsias com relação àqueles realizados sobre superfícies lisas (Raupach, 1979 e Tajchman, 1981). Isto já se poderia prever, pois, os escoamentos sobre superfícies muito rugosas podem apresentar esteiras turbulentas atrás dos obstáculos, além de heterogeneidades térmicas, o que pode modificar as características dos parâmetros turbulentos (Tenrekes e Lumley, 1972; Thom et alii, 1975; Raupach, 1979; Tajchman, 1981; entre outros).

Com o objetivo de se estudar os processos de troca turbulenta de momentum, de calor sensível e de vapor d'água na camada limite superficial da Floresta Amazônica, sob a ótica da teoria da similaridade de Monin e Obukhov, pretende-se determinar: os parâmetros de rugosidade da floresta, tais como o deslocamento do plano zero, d , que é um fator importante nas estimativas dos fluxos turbulentos de momentum, calor sensível e vapor d'água através dos gradientes de vento, de temperatura potencial e de umidade específica, e o comprimento de rugosidade, z_0 , que está relacionado com a altura dos obstáculos da superfície; os parâmetros de estabilidade, como o número de Richardson de gradiente, Ri , e o parâmetro de estabilidade de Monin e Obukhov, $\zeta = (z-d)/L$, comparando esses parâmetros quando eles são calculados para uma atmosfera seca com a situação em que eles são calculados levando-se em consideração a umidade do ambiente; as funções adimensionais ϕ_m , ϕ_h , e ϕ_e para momentum, calor sensível e vapor d'água, respectivamente, que representam a correção do perfil logarítmico com a mudança da estabilidade da atmosfera e das características aerodinâmicas da superfície, e verificar como essas funções se comportam com a variação de Ri e ζ ; e as razões K_h/K_m , K_e/K_m e K_e/K_h que mostram como os coeficientes de difusividades turbulentas para momentum, calor sensível e vapor d'água se relacionam comparativamente e, também é verificado o comportamento dessas razões com as variações dos parâmetros de estabilidade Ri e ζ .



CAPÍTULO 2

EVOLUÇÃO DA TEORIA

2.1 - O escoamento Turbulento

Se um corpo com sensível extensão lateral, tal como uma esfera, é suspenso em um túnel de vento ou outro equipamento desenvolvido para produzir um escoamento "suave", é possível distinguir dois tipos de movimento na vizinhança do corpo, desde que a velocidade do fluido não seja muito baixa. Antes do objeto e a uma certa distância de sua superfície, o escoamento permanece "suave" e adapta-se à forma do corpo, mas na retaguarda do corpo, e ainda à uma distância considerável dele, o escoamento "suave" desintegra-se em um outro escoamento no qual é impossível distinguir qualquer padrão regular ou permanente das linhas de corrente. Este tipo de movimento é chamado de movimento turbulento. O escoamento turbulento é caracterizado pela existência de grandes movimentos secundários transversais superimpostos a um deslocamento médio, causando rápida e incessante mistura do fluido. Este é fortemente rotacional, mas os vórtices não formam qualquer padrão reconhecível, e a trajetória de uma partícula típica é extremamente tortuosa, embora o fluido, como um todo, continue seguindo o escoamento médio.

Assim, uma das características essenciais do estado turbulento num fluido diz respeito ao considerável aumento - de várias ordens de grandeza - dos coeficientes de transporte associados à difusão das diversas quantidades transportadas pelo fluido. Exceto em circunstâncias muito especiais, o vento próximo do chão é altamente turbulento, especialmente na vizinhança de obstáculos, tais como árvores, casas e montanhas.

Um problema fundamental em mecânica dos fluidos é a representação matemática do escoamento. As equações da hidrodinâmica

clássica, considerando o caso limite de um fluido invíscido e incompressível, baseiam-se na aplicação de dois princípios fundamentais da mecânica para um fluido. O primeiro é o princípio da conservação de massa, e o segundo é a segunda lei do movimento de Newton. Esses dois princípios levam, respectivamente, à equação da continuidade para um fluido incompressível e às equações do movimento de Euler. Tal solução geralmente apresenta boa concordância com as observações em regiões da atmosfera afastadas da superfície.

As equações do movimento para um fluido viscoso e incompressível são da forma

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial p}{\partial x} + \rho X, \text{ etc.}$$

onde u , v e w são as componentes da velocidade ao longo dos eixos x , y e z , respectivamente, ρ é a densidade do fluido, assumida constante, p é a pressão interna no fluido, μ é a viscosidade dinâmica do fluido e X é a componente x das forças externas por unidade de massa. As três equações desta forma são as equações do movimento de Navier-Stokes.

Os termos do primeiro membro são chamados de termos inerciais e eles representam a aceleração de um elemento de fluido. Eles envolvem quadrados ou produtos de velocidades desconhecidas. Os termos de derivadas de segunda ordem, no segundo membro, expressam o fato de que o fluido possui fricção interna, eles são chamados de termos viscosos, porém são lineares. Os outros termos representam as forças envolvidas no escoamento. As equações completas, juntamente com a equação da continuidade, formam um conjunto simultâneo de equações diferenciais parciais não lineares de segunda ordem, o qual tem que ser resolvido para três componentes de velocidade desconhecidas e a pressão. A não linearidade do conjunto de equações é responsável pelas dificuldades

encontradas no desenvolvimento da teoria do movimento do fluido. Mas essas equações podem ser simplificadas quando aplicadas para casos especiais, assim numa análise da estrutura do vento nas camadas mais baixas da atmosfera, é vantajoso considerar o ar nesses níveis como parte de uma camada limite turbulenta totalmente desenvolvida, na qual tanto a força de Coriolis como as mudanças no gradiente de pressão na direção do vento médio podem ser desprezadas.

Considerando-se que a característica mais importante do escoamento é o seu valor médio, Reynolds propôs que o escoamento fosse dividido em duas partes: o escoamento médio representado por \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} e as flutuações desse escoamento representadas por u' , v' , w' , assim para o escoamento na coordenada x pode-se escrever $u = \bar{u} + u'$, onde \bar{u} é dado por

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} u(z) dt$$

com t sendo um tempo qualquer e T um período definido para o cálculo do valor médio. A decomposição das diversas quantidades em valores médios mais flutuações, quando aplicadas às equações de Navier-Stokes levam às equações de Reynolds (veja, Sutton, 1953; Monin e Yaglom, 1977)

No caso particular de um escoamento turbulento sobre uma parede, as flutuações turbulentas induzem, em média, estresses suplementares sobre a parede. Esses estresses τ que aparecem nas equações de Reynolds (1894) descrevem a transferência de momentum do fluido para a parede. Permita que a parede coincida com o plano $z=0$, que o escoamento seja bi-dimensional, paralelo ao plano (x,z) e que a velocidade média do vento seja dirigida ao longo do eixo x , neste caso τ será igual ao estresse de cisalhamento (Monin e Yaglom, 1977)

$$\tau = \rho \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \rho \overline{u'w'} \quad (2.1)$$

onde ρ é a densidade do fluido, ν é o coeficiente de viscosidade cinemática, \bar{u} é o vento horizontal médio e u' e w' representam as flutuações do campo de vento horizontal e vertical, respectivamente. Tendo em vista uma eventual correspondência entre os termos viscoso ($\rho \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$) e turbulento ($\overline{\rho u' w'}$), Boussinesq(1877) exprimiu o termo turbulento em função das variáveis do escoamento médio da seguinte maneira:

$$\overline{\rho u' w'} = \rho K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (2.2)$$

onde K_m é uma nova grandeza física com dimensões $L^2 T^{-1}$ chamada de viscosidade turbulenta; ao contrário da viscosidade cinemática ν a viscosidade turbulenta K_m , não descreve propriedades físicas do fluido, mas expressa propriedades estatísticas das flutuações turbulentas. A soma $\nu + K_m$ é comumente chamada de viscosidade efetiva.

Em 1925, Prandtl tornou a noção de viscosidade turbulenta mais precisa ao introduzir o conceito de comprimento de mistura da teoria cinética dos gases, que permite mostrar que a viscosidade molecular é proporcional ao produto do livre caminho médio das moléculas por uma velocidade de agitação média. Pode-se ao se inspirar nesta idéia, supor que a viscosidade turbulenta seja proporcional ao produto de um comprimento característico - o comprimento de mistura l - por uma velocidade característica de agitação turbulenta. Taylor, em 1915, já tinha proposto esta idéia para calcular a difusão de calor num escoamento turbulento. Pode-se calcular uma média em tempo do valor absoluto das flutuações do vento horizontal, a saber (Schlichting, 1960)

$$|\overline{u'}| = l \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \quad (2.3)$$

A equação (2.3) oferece a seguinte interpretação física do comprimento de mistura l : o comprimento de mistura é a distância que deve ser percorrida por um agregado de partículas, deslocando-se com sua velocidade média original em direção transversa à do escoamento, para que a diferença entre sua velocidade e a velocidade do novo nível, para onde se dirige, seja igual à flutuação média do escoamento turbulento.

Na argumentação de Schlichting(1960) a flutuação da velocidade vertical deve ser da mesma ordem de grandeza que u' , porém de sinal contrário, assim

$$\overline{u'w'} = -c |\overline{u'}| |\overline{w'}| \tag{2.4}$$

ou

$$\overline{u'w'} = -c l^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2$$

onde c é uma constante de valor entre 0 e 1.

O termo $\partial \bar{u} / \partial z$ na equação (2.1), em um escoamento turbulento, pode ser desprezado se comparado ao termo $\overline{u'w'}$ quando se se afasta da superfície. Desse modo, a equação (2.1) pode ser escrita como

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 \tag{2.5}$$

onde a constante c está incluída no valor de l .

Levando-se em conta que o sinal de τ pode variar com o de $\partial \bar{u} / \partial z$ é mais correto exprimir a equação acima como

$$\tau = \rho l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \tag{2.6}$$

A equação (2.6) permite escrever a viscosidade turbulenta K_m na forma

$$K_m = l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \quad (2.7)$$

onde l é um comprimento que depende das coordenadas do escoamento e caracteriza a escala da turbulência em um dado ponto (Monin e Yaglom, 1977). Assim, a determinação do perfil de velocidade média requer apenas a fixação da dependência explícita de l sobre as coordenadas.

Prandtl (1932) introduziu a suposição de que os escoamentos próximos a uma parede plana infinita, além da fina camada viscosa, são caracterizados por estresses de cisalhamento constantes, ou seja, $\tau = \tau_0$. Ele definiu, então a velocidade de fricção u^* pela expressão

$$\tau_0 = \rho u^{*2} \quad (2.8)$$

A velocidade de fricção torna-se, dessa maneira, uma escala natural da velocidade do escoamento próximo à superfície, onde assume um valor constante com a altura. Ainda, supondo que todas as quantidades com dimensão de comprimento deveriam ser proporcionais à distância da superfície ele fez $l = kz$ e obteve

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u^*}{kz} \quad \text{ou} \quad \bar{u} = \frac{u^*}{k} \ln z + c \quad (2.9)$$

uma lei logarítmica para o perfil de velocidade do vento, a qual é confirmada experimentalmente (Monin e Yaglom, 1977).

Kármán (1930) propôs uma hipótese geral, pela qual é definida uma relação entre o comprimento l e o campo de velocidade média. Segundo esta hipótese, os campos de flutuações turbulentas de ve-

locidade existentes nas vizinhanças de todos os pontos de um escoamento turbulento desenvolvido, são similares entre si, e diferem apenas nas escalas de comprimento e tempo (ou, comprimento e velocidade). Isto equivale a postular que o comprimento de mistura depende, em primeiro lugar, da distribuição da velocidade média e apenas indiretamente da distância à superfície rígida (Schlichting, 1960). Então, no caso simples de escoamento permanente bi-dimensional ao longo do eixo x tem-se

$$k = f\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2}, \dots\right) \quad (2.10)$$

Descartando-se as derivadas de ordem superior à segunda e fazendo-se considerações exclusivamente dimensionais, encontra-se

$$k = K \frac{\partial \bar{u} / \partial z}{\partial^2 \bar{u} / \partial z^2} \quad (2.11)$$

onde k, chamada de constante de von Kármán, é uma constante adimensional universal, devendo apresentar o mesmo valor em todos os escoamentos turbulentos, e podendo ser calculada apenas empiricamente. Demonstra-se que o valor de k na equação (2.9) é igual à constante de von Kármán k (Schlichting, 1960).

A camada de fluido em que é satisfeita a equação (2.9) é chamada de camada logarítmica. Deve-se observar que von Kármán (1930), por caminho diferente, chegou à mesma equação da lei logarítmica de Prandtl expressa na equação (2.9).

Usando-se a hipótese de Foussinesq (1877) e desprezando-se os termos devido à viscosidade molecular, pode-se escrever, das equações (2.1) e (2.2), o fluxo vertical de momentum como

$$\tau = \rho K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (2.12)$$

e, analogamente, os fluxos verticais de calor sensível H e de vapor d'água E podem ser representados pelo produto das difusividades turbulentas e os gradientes verticais, como nas seguintes equações (Lumley e Panofsky, 1964):

$$H = - \rho c_p K_h \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (2.13)$$

$$\lambda E = -\rho \lambda K_e \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \quad (2.14)$$

onde K_h e K_e são os coeficientes de difusividade turbulenta para calor sensível e vapor d'água, respectivamente, c_p é o calor específico do ar à pressão constante, $\bar{\theta}$ é a temperatura potencial média, λ é o calor latente de evaporação e \bar{q} é a umidade específica média.

2.2 - O Perfil de Vento na Subcamada Superficial da Atmosfera

A subcamada superficial, ou subcamada inercial, é a região da atmosfera terrestre em que, sob condições neutras e escoamento permanente, os fluxos verticais de momentum, calor sensível e vapor d'água são aproximadamente constantes com a altura. Assim nesta região a teoria do comprimento de mistura é aplicável (seção 2.1) e, conseqüentemente, o perfil vertical dessas propriedades é logarítmico (Brutsaert, 1982). Na subcamada superficial a equação (2.9), na sua forma integrada, pode ser escrita como

$$\bar{u} = \frac{u^*}{k} \ln (z/z_0), \quad z \gg z_0 \quad (2.15)$$

onde u^* é a velocidade de fricção definida pela equação (2.8), k é a

constante de von Kármán e z_0 é uma constante de integração cuja dimensão é comprimento; aqui z_0 será referido como o comprimento de rugosidade. O valor de k é da ordem de 0,4, porém ele está sujeito a algumas incertezas, haja vista que na literatura aparecem valores de 0,35 (Businger et alii, 1971; Hogstrom, 1974) até 0,47 (Pierce e Gold, 1971), contudo ainda não existe razão para se abandonar o valor $k=0,40$ (Hicks, 1976; Yaglom, 1977). Quanto ao comprimento de rugosidade z_0 , seu valor depende das condições no limite inferior da região de validade da equação (2.15). Graficamente, z_0 pode ser visualizado como a altura onde a velocidade zero é interceptada pela linha reta resultante do diagrama semi-logarítmico dos dados de velocidade média contra a altura na subcamada superficial. Exceto para obstáculos flexíveis ou ondas de água, o valor de z_0 é teoricamente independente do escoamento, e função apenas da natureza da superfície, que é a geometria, o tamanho e a distribuição da rugosidade (Brutsaert, 1982).

No caso de superfícies muito rugosas é duvidoso qual seria o nível de referência $z=0$ na equação (2.15). É claro que quando os elementos de rugosidade estão distribuídos esparsamente este nível deve coincidir com o nível da base da rugosidade, por outro lado, no caso desses elementos estarem distribuídos densamente, $z=0$ na equação (2.15) referir-se-ia ao nível do topo dos elementos de rugosidade. Daí, na maioria das situações o nível de referência, $z=0$, estaria localizado numa altura entre o topo e a base dos elementos de rugosidade. Para minimizar este problema é prática comum definir $z=0$ ao nível da base dos elementos de rugosidade e permitir uma translação no nível de referência para a coordenada usada, ou seja, ao invés da equação (2.15) tem-se

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u^*}{k(z-d)}, \quad z > z^* \quad (2.16)$$

ou

$$\bar{u} = \frac{u^*}{k} \ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right)$$

vórtices dirigidos friccionamente e assim diminuir a efetividade dos processos de troca turbulenta.

Um problema fundamental da micrometeorologia é o da determinação de parâmetros que contenham o máximo de informações sobre as características do regime turbulento na subcamada superficial atmosférica. Dentre tais parâmetros podem ser destacados o número de Richardson de gradiente Ri e o número de Richardson de fluxo Rf.

Segundo Richardson(1920) e Calder(1949), os termos das equações da hidrodinâmica que mais contribuem para a produção de energia cinética turbulenta são: $(\tau/\rho)(\partial\bar{u}/\partial z)$ que contribui para a produção de turbulência a partir do cisalhamento vertical da velocidade média do vento, e $(g/\bar{\theta})(H/\rho c_p)$ que exprime o efeito térmico de flutuabilidade. A razão entre estes dois termos, o número de Richardson de fluxo

$$Rf = - \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{H/\rho c_p}{\tau \partial\bar{u}/\partial z} \quad (2.17)$$

onde g é a aceleração da gravidade, mede a importância relativa dos efeitos térmicos nos processos turbulentos.

O número de Richardson de gradiente Ri baseia-se nas mesmas idéias físicas utilizadas na definição de Rf, diferindo do mesmo por relacionar gradientes em vez de fluxos e é definido por

$$Ri = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial\bar{\theta}/\partial z}{(\partial\bar{u}/\partial z)^2} \quad (2.18)$$

Fica evidente, das definições, que tanto Ri como Rf variam com a altura. Efetivamente, Rf varia inversamente com respeito a $\partial\bar{u}/\partial z$ de tal forma que Rf diminui com a redução da altura, tornando-se muito pequeno próximo ao solo. Portanto, para pequenas alturas os efeitos térmicos da turbulência são insignificantes e a forma do perfil de

onde a translação é representada pelo parâmetro d que é chamado de deslocamento do plano zero. Essa idéia de um deslocamento de altura parece ter originado com Paeschke(1937) (veja Brutsaert, 1982). Porém a introdução de d no perfil logarítmico trás algumas dificuldades práticas que serão discutidas mais adiante. E z^* é a região inferior da camada superficial, que vai do nível da base da rugosidade até um pouco acima do topo dela, é uma região onde o escoamento é tri-dimensional por ele ser influenciado mecânica e termicamente pela proximidade dos elementos de rugosidade. Esta é uma região de transição, chamada de subcamada rugosa, onde a equação (2.16) não é válida(Garratt, 1980).

2.3 - Parâmetros de Estabilidade

O perfil logarítmico do vento, embora seja uma ferramenta útil para a compreensão dos processos de transporte turbulento na subcamada superficial da atmosfera, só apresenta validade em situações de neutralidade. A neutralidade caracteriza-se pela inexistência de fluxos turbulentos verticais de calor sensível H , e nestas condições os movimentos verticais são gerados e mantidos exclusivamente pela interação friccional da atmosfera com a superfície - convecção totalmente forçada. Porém, na subcamada superficial da atmosfera predominam as situações em que os fluxos verticais turbulentos de calor desempenham um papel importante, estabelecendo um regime turbulento híbrido, chamado de convecção mista. Neste regime o fluxo de calor para cima ($H > 0$ - instabilidade) serve para amplificar os vórtices convectivos gerados apenas pelo cisalhamento do vento e os processos de transferência vertical são substancialmente aumentados. À noite, e em algumas ocasiões do dia, quando a temperatura aumenta com a altura ($H < 0$ - estabilidade) o decréscimo na densidade do ar associado com a elevação serve para abafar os

vento obtida para a neutralidade é aplicável. Esta região é chamada de subcamada dinâmica (Brutsaert, 1982). A relação entre esses dois parâmetros é expressa por

$$Rf = \frac{K_h}{K_m} Ri \quad (2.19)$$

onde K_h/K_m é a razão entre os coeficientes das difusividades turbulentas de calor sensível e de momentum.

2.4 - Condições adiabáticas.

Os efeitos da instabilidade e estabilidade introduzem distorções na forma neutra do perfil logarítmico. Como pode ser visto em Thom (1975), para um mesmo valor da velocidade de fricção u^* , o regime turbulento misto leva os gradientes logarítmicos de vento, com o aumento da altura, a valores progressivamente maiores e menores em condições estáveis e instáveis, respectivamente. A forma da relação diferencial do perfil de vento, expressa pela equação (2.16) pode, portanto, ser generalizada para

$$\frac{k(z-d)}{u^*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \phi \quad (2.20)$$

onde a função adimensional de estabilidade ϕ é maior ou menor do que a unidade, em condições estáveis e instáveis, respectivamente, de uma quantidade dependente do grau de estabilidade ou instabilidade do escoamento. Obukhov (1946) definiu L , a única escala de comprimento que pode ser formada a partir de uma análise dimensional com as grandezas u^* (ou τ/ρ), $H/\rho c_p$ e $g/\bar{\theta}$, características dos processos turbulentos (quando $z \gg z_0$ - onde z_0 é um comprimento que expressa a rugosidade aerodinâmica da superfície). Assim

$$L \equiv - u^{*3} / [k(g/\bar{\theta})(H/\rho c_p)] \quad (2.21)$$

onde a constante de von Kármán k foi incluída por conveniência. Para um dado instante L é constante na subcamada superficial e todas as grandezas características do escoamento dependentes da altura, quando devidamente normalizadas, devem ser funções universais de z/L . Assim, z/L é uma forma alternativa de parâmetro de estabilidade e é comumente chamado de parâmetro de estabilidade de Monin e Obukhov que é representado pelo símbolo ζ .

Foi sugerido independentemente por Pandolfo(1966), Businger(1966) e Dyer(citado por Businger et alii, 1971) que $Ri=z/L$ para condições instáveis. Sob condições estáveis, Businger et alii(1971) acharam a expressão

$$Ri = \frac{\zeta(0,74 + 4,7\zeta)}{(1 + 4,7\zeta)^2} \quad (2.22)$$

que se ajustou bem aos seus dados experimentais. A equação (2.22) mostra que Ri tende a um limite de 0,21 quando $\zeta \rightarrow \infty$. Nas análises de Webb(1970) o limite encontrado para Ri foi 0,20.

Estes resultados sugerem que, quando as condições tornam-se muito estáveis, os fluxos de calor e momentum tendem a zero na mesma taxa e L também tenderá a zero, pois contém esses fluxos sob diferentes potências. Assim, quando $\zeta \rightarrow \infty$ a turbulência diminui e o escoamento torna-se laminar, podendo-se interpretar o valor de Ri como sendo um número de Richardson crítico.

Dos parâmetros discutidos acima, Ri é o que apresenta maior possibilidade de aplicação prática, pois é expresso apenas em termos de gradientes, que são mais fáceis de medir, contudo, Ri apre-

senta a desvantagem de variar com a altura. Por sua vez ζ trás a vantagem de conter L que é um parâmetro independente da altura. Este, todavia, depende das medidas de fluxo de calor e de momentum para ser determinado.

Porém, Ri, Rf e L como definidos acima, não levam em consideração a umidade da atmosfera, assim para uma atmosfera com alto teor de vapor d'água, como é o caso das floretas tropicais chuvosas, é preciso trocar a temperatura potencial, θ , pela temperatura potencial virtual, θ_v , no cálculo do número de Richardson de gradiente, e incluir o fluxo de vapor d'água E no cálculo dos parâmetros Rf e L. Assim com a inclusão do efeito da umidade do ambiente os parâmetros tornam-se (Brutsaert, 1982)

$$Rf \equiv Rfe = \frac{g}{\theta} \frac{\overline{w'(\theta' + 0,61 \bar{\theta} q')}}{\overline{u'w'} (\partial \bar{u} / \partial z)} \quad (2.17a)$$

$$Ri \equiv Rie = \frac{g}{\theta} \frac{(\partial \bar{\theta} / \partial z + 0,61 \bar{\theta} \partial \bar{q} / \partial z)}{(\partial \bar{u} / \partial z)^2} \quad (2.18a)$$

$$Le \equiv L = \frac{-u_*^3 \rho}{kg \left(\frac{H}{\theta c} + 0,61E \right) p} \quad (2.21a)$$

Neste trabalho serão consideradas condições instáveis quando Rie, Rfe e $\zeta < 0$; condições estáveis quando Rie, Rfe e $\zeta > 0$ e condições próximas da neutralidade para $-0,03 < Rie, Rfe$ e $\zeta < 0,03$.

A teoria da similaridade de Monin e Obukhov (1954) foi o grande passo para disciplinar os estudos da camada limite, oferecendo

alguma esperança de validade universal (Lumley e Panofsky, 1964). Eles sugeriram que os fluxos de momentum, calor sensível e massa poderiam ser postos sob a forma adimensional, relacionando-se a um parâmetro de estabilidade. É com base na teoria da similaridade que os estudos da camada limite superficial tem se desenvolvido. Por esta teoria, a variação vertical de uma propriedade média, tal como a velocidade horizontal média $\bar{u}(z)$, a temperatura potencial média $\bar{\theta}$ e a umidade específica média $\bar{q}(z)$, na camada turbulenta de fluxo constante é dada pelas equações (Monin e Yaglom, 1977)

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u^*}{kz} \phi_m(\zeta) \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \frac{\theta^*}{kz} \phi_h(\zeta) \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = \frac{q^*}{kz} \phi_e(\zeta) \quad (2.25)$$

onde, k é a constante de von Kármán; $u^* = (\tau / \rho)^{1/2}$, $\theta^* = (H/\rho c_p u^*)$, $q^* = (E/\rho u^*)$ são as escalas de velocidade, de temperatura potencial e de umidade específica, respectivamente; ϕ_m , ϕ_h e ϕ_e são as funções adimensionais de estabilidade para momentum, calor sensível e vapor d'água, análogos à função ϕ na equação (2.20), que representam o desvio no perfil logarítmico devido às condições diabáticas; e $\zeta = z/L$ é o parâmetro de estabilidade de Monin e Obukhov.

Muitos estudos tem mostrado suportar a teoria da similaridade quando aplicada para superfícies lisas, principalmente para os perfis de vento e temperatura, pois os dados de perfis de umidade são escassos.

Estudos vem sendo realizados com base nesta teoria e muitas formas para relacionar os fluxos turbulentos a partir de medidas de perfis tem sido obtidas com a ajuda de algumas hipóteses semi-empíricas (veja, como exemplo, seção 7.4 do livro de Monin e Yaglom, 1977). A primeira relação fluxo-gradiente semi-empírica é a equação KEYPS (ou O'KEYPS) proposta por Obukhov, 1946. A equação KEYPS descreve a estrutura do vento (da temperatura, etc) de uma forma unificada que vai da condição de estabilidade neutra à convecção livre. Tal equação foi desenvolvida independentemente por Kazanski e Monin(1956), Ellison(1957), Yamamoto(1959), Panofsky et alii(1960) e Sellers(1962) e é expressa por

$$\phi_m^4 - \gamma \zeta \phi_m^3 = 1 \quad (2.26)$$

onde γ é uma constante. Esta equação foi muito popular nos anos sessenta, quando muitos autores compararam-na com dados experimentais e obtiveram um amplo intervalo para o seu coeficiente numérico. Uma das últimas relações semi-empíricas é a equação KEYPS modificada de Yamamoto(1975) (veja, Nogueira, 1981), porém os coeficientes da equação KEYPS modificada de Yamamoto levam a gráficos de ϕ que apresentam boa concordância com todas as outras equações propostas(Yaglom, 1977).

Vários trabalhos tem analisado as relações fluxo-gradiente(ou fluxo-perfil) semi-empíricas obtidas nos experimentos micrometeorológicos mais importantes, procurando explicar as razões do grande espalhamento encontrado nos dados experimentais. Dentre estes pode-se destacar os de Yaglom(1977) e Viswanadham(1982). Como uma maneira de tornar mais breve uma revisão dos resultados dos principais experimentos micrometeorológicos, estes são apresentados na forma de tabelas e figuras, assim é mostrada a tabela (2.1), adaptada de Viswanadham(1982), e as figuras (2.1) e (2.2) de Yaglom(1977) que trazem uma

TABELA 2.1

UM SUMÁRIO DAS FORMAS ADIMENSIONAIS DE ϕ .

AUTORES	COMENTÁRIOS	CALOR	MOMENTUM
<u>Condições instáveis</u>			
Swinbank(1964) Swinbank(1968)	Perfil de vento exponencial Usando $k=0,40$ e u^* observado do coeficiente de arrasto $-0,1 > \zeta > -2$	$\phi_h = 0,227(-\zeta)^{-0,44}$	$\phi_m = (\zeta) \{1 - \exp(-\frac{\zeta}{2})\}^{-1}$ $\phi_m = 0,613(-\zeta)^{-0,20}$
Webb(1970)	Apenas perfis, nenhum fluxo direto $\zeta > -0,03$	$\phi_h = 1 + 4,5(\zeta)$	$\phi_m = 1 + 4,5(\zeta)$
Dyer e Hicks(1970)	Usando $k=0,41$ Comparação de fluxos diretos e perfis $0 > \zeta > -1$	$\phi_h = (1-16(\zeta))^{-1/2}$	$\phi_m = (1-16(\zeta))^{-1/4}$
Businger et alii(1971)	Usando $k=0,35$ Comparação de fluxos diretos e perfis $\zeta > -2$	$\phi_h = 0,74(1-9(\zeta))^{-1/2}$	$\phi_m = (1-15(\zeta))^{-1/4}$
Businger et alii(1971)	Equação KEYPS Usando $k=0,35$ Comparação entre fluxos diretos e perfis $\zeta > -2$	$\phi_h = 0,74(1+4 \zeta ^{3/4})^{-2/3}$	$\phi_m = 4 - 9\zeta\phi_m^3 = 1$

CONTINUAÇÃO DA TABELA 2.1

Kondo (Yamamoto, 1975)	$\zeta > -10$	$\phi_h = (1-16\zeta)^{-1/2}$	$\phi_m = (1-16\zeta)^{-1/4}$
Yamamoto(1975)	$\zeta > -10$	$(5674, 1\phi_h^4 + 625)^{1/2}$ $-1845, 1\phi_h^3 = 55$	$\phi_m^4 - 100, 8\zeta\phi_m^4$ $\cdot (\frac{40}{15\zeta\phi_m^3})^{-1/2} = 1$
Lettau(1979)	$\zeta > -2,5$	$\phi_h = (1 - 22,5\zeta)^{-1/3}$	$\phi_m = (1 - 15\zeta)^{-1/4}$
Hicks(1976)	Usando $k=0,41$ Nenhum fluxo direto $\zeta > -5$	--- o mesmo que Dyer e Hicks (1970) ---	

CONDIÇÕES ESTÁVEIS

Swinbank(1964)	Perfil de vento exponencial	---	---
Swinbank(1968)	Usando $k=0,40$ e u^* observado do coeficiente de arrasto $-0,1 > \zeta > -2$	---	---
Webb(1970)	Apenas perfis, nenhum fluxo direto $\zeta > -0,03$	$\phi_h = 1 + 5,2 (\zeta)$	$\phi_m = 1 + 5,2 (\zeta)$
Dyer e Hicks(1970)	Usando $k=0,41$ Comparação de fluxos diretos e perfis $0 > \zeta > -1$	---	---
Businger et alii(1971)	Usando $k=0,35$ Comparação de fluxos diretos e perfis $\zeta > -2$	$\phi_h = 0,74 + 4,7(\zeta)$	$\phi_m = 1 + 4,7 (\zeta)$

CONTINUAÇÃO DA TABELA 2.1

Kondo (Yamamoto, 1975)	$\zeta < 0,3$	$\phi_m = 1 + 6(\zeta)$	$\phi_m = 1 + 6(\zeta)$
	$\zeta > 0,3$	$\phi_h = (1+22,8\zeta)^{1/2}$	$\phi_m = (1+22,8\zeta)^{1/2}$
Yamamoto(1975)	$\zeta < 10$	-----	$\phi_m^4 - 14\zeta\phi_m^3 = 1$
	$\zeta < 10$	-----	$\phi_m^4 - 18\zeta\phi_m^2 = 1$
	$\zeta < 10$	-----	$\phi_m^4 - 14\zeta\phi_m = 1$
Lettau	$\zeta < 2,5$	$\phi_h = (1 + 5\zeta)^{3/2}$	$\phi_m = (1 + 5\zeta)^{3/4}$
Hicks(1976)	Usando $k=0,41$	$\phi_h = 1 + 5(\zeta)$	$\phi_m = 1 + 5(\zeta)$
	Nenhum fluxo direto		
	$\zeta < 3$		

FONTE : VISWANADHAM(1982)

revisão das principais relações fluxo-gradiente nos últimos vinte anos, determinadas acima de superfícies com pouca rugosidade. A análise de Viswanadham conclui que os dados experimentais são bem ajustados pelas curvas propostas por Businger et alii(1971), Dyer e Hicks(1970), Kondo(Yamamoto, 1975), Hicks(1976) e Lettau(1979) para situações de instabilidade atmosférica e pelas curvas propostas por Businger et alii(1971), Webb(1970), Kondo(Yamamoto, 1975) e Hicks(1976) para situações de inversão (com $Ri < 0,20$).

As curvas apresentadas nas figuras (2.1) e (2.2) não são necessariamente as mesmas dos trabalhos originais, pois as equações de ϕ_m e ϕ_h foram transformadas para que todas tivessem o mesmo valor da constante de von Kármán, isto é, $k=0,40$, e os números que identificam essas curvas representam os resultados de: 1 - Swinbank(1968); 2 - Dyer e Hicks(1970), Paulson(1970), Kondo(Yamamoto,1975); 3 - Businger et alii(1971); 4 - Zilitinkevich e Chalikov(1972) e 5 - Pruitt et alii(1973), para situações de instabilidade e 1 - Webb(1970) para ϕ_m e Webb(1970) e Chalikov(1968) para ϕ_h ; 2 - Kondo(Yamamoto,1975); 3 - Businger et alii(1971); 4 - Zilitinkevich e Chalikov(1968a); 5 - Pruitt et alii(1973) e 6 - MacVehil(1964), Chalikov(1968) e Badgley et alii(1972) para ϕ_m e Badgley et alii(1972) para ϕ_h , no caso de condições de inversão.

Os dados de perfis de umidade para o cálculo da função universal ϕ_e , relacionada ao fluxo de vapor d'água, não tem sido medidos na maioria dos experimentos, mas quando medidos tem sido encontrado que $\phi_e \approx \phi_h$ (Monin e Yaglom, 1977; Dyer, 1974; Yamamoto, 1975). Por isso a tabela (2.1) não apresenta as equações para ϕ_e e a equação para ϕ_e de Pruitt et alii(1973) é incluída nesta tabela como ϕ_h .

É importante lembrar que a teoria da similaridade de Monin e Obukhov está relacionada a condições altamente idealizadas, as quais nunca são totalmente satisfeitas na camada limite atmosférica. Ainda não está claro, porém, em que grau os desvios sempre presentes na

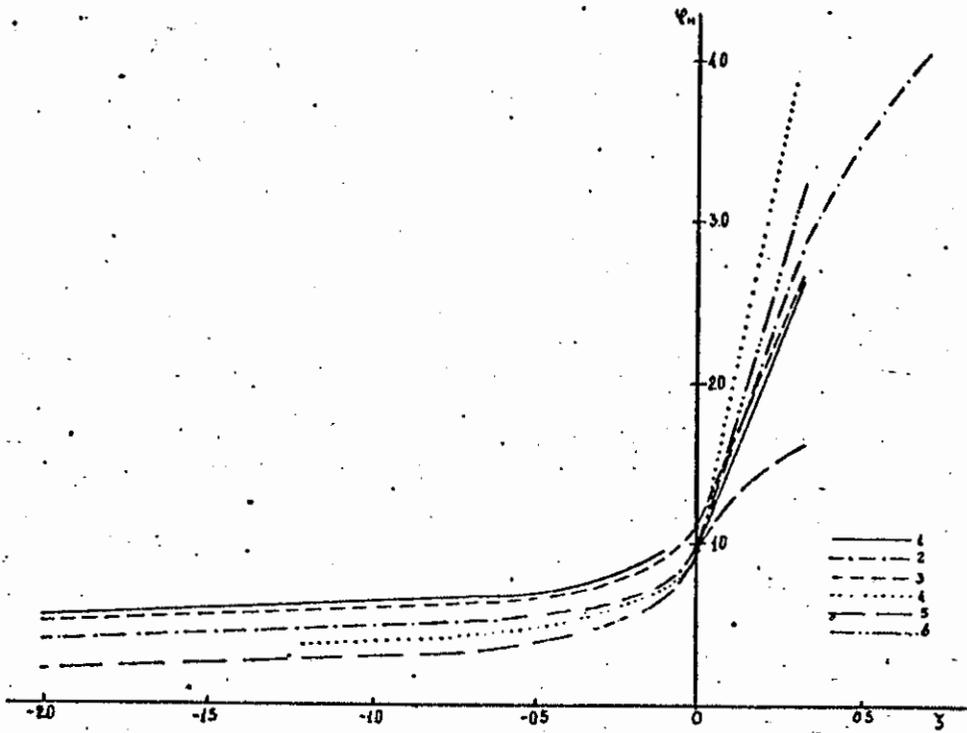


Figura 2.1 - Valores das funções universais ϕ_m recomendadas por vários autores. (Fonte: Yaglom, 1977). Os números das curvas estão referenciados no texto.

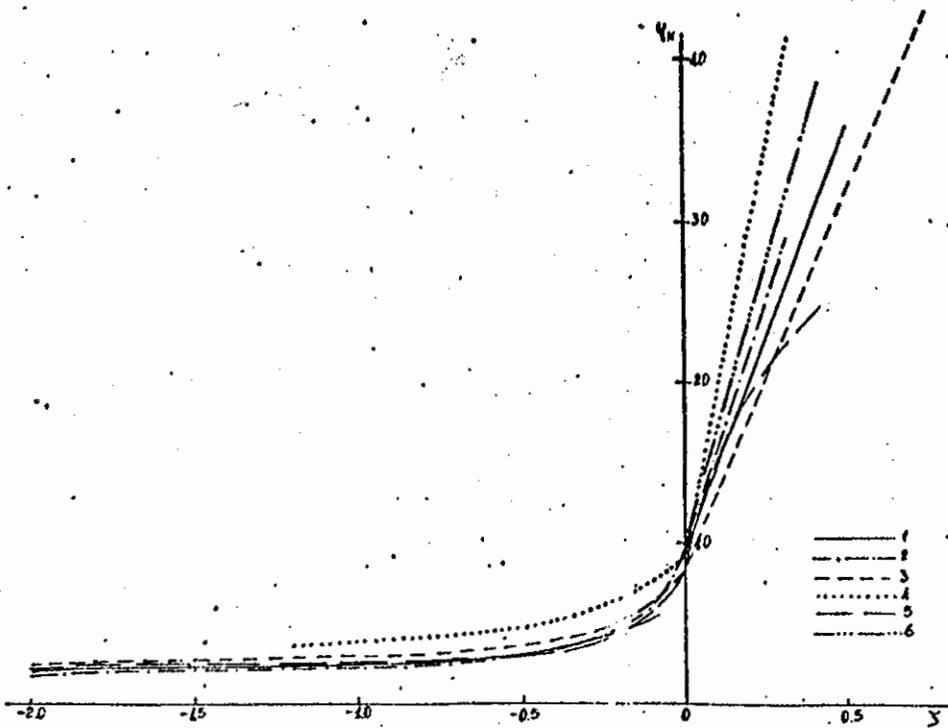


Figura 2.2 - Valores das funções universais ϕ_h recomendadas por vários autores. (Fonte: Yaglom, 1977) Os números das figuras estão referenciados no texto.

camada limite atmosférica, do modelo idealizado de Monin e Obukhov de um escoamento permanente e plano-paralelo ao longo de uma parede homogênea e "lisa" são responsáveis pelo espalhamento nos dados das funções ϕ , isto é, em que grau esses desvios fazem as funções estabelecidas não universais. Além disso também deve ser levado em consideração os próprios erros instrumentais que podem representar grande parte do espalhamento citado acima (Yaglom, 1977).

2.5 - As Anomalias nas Relações Fluxo-gradiente Acima da Vegetação de Porte Alto

Para superfícies muito rugosas, como é o caso das florestas, nas equações (2.23) a (2.25) é incorporado o deslocamento do plano zero d (seção 2.2), ou seja

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u^*}{k(z-d)} \phi_m \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \frac{\theta^*}{k(z-d)} \phi_h \quad (2.28)$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = \frac{q^*}{k(z-d)} \phi_e \quad (2.29)$$

Porém, existem dois fatores complicantes no problema prático de se inferir fluxos verticais de médias de gradientes acima dessas superfícies: o primeiro é d , o qual sempre tem criado problemas para os micrometeorologistas e o segundo é a subcamada rugosa (Raupach e Thom, 1981).

O deslocamento do plano zero é usualmente considerado como sendo o nível ao qual a superfície efetiva deve ser elevada afim de que o perfil de vento na subcamada superficial, em condições de neutralidade, obedeça a lei logarítmica expressa na equação (2.16). Na

prática, quando apenas dados de perfil de vento estão disponíveis, esta definição é muito difícil de ser aplicada. Não apenas por envolver o ajuste simultâneo dos três parâmetros u^* , d e z_0 à Equação 2.16 (Bradley e Finnigan, 1973), mas também porque não existe garantia de que o perfil de vento usado para determinar d tenha sido inteiramente medido na subcamada superficial - desse modo excluindo-se as observações da subcamada rugosa (Raupach et alii, 1980). Thom (1971) procurando um melhor entendimento físico de d o definiu como sendo o nível médio de absorção de momentum pela vegetação, o qual pode ser calculado se o perfil de arrasto na vegetação é conhecido. Thom (1971) notou que as duas definições de d coincidiram para um modelo de vegetação num túnel de vento. Uma outra definição de d foi sugerida por Marunich (1971) citado por Tajchman (1981) na qual o deslocamento do plano zero estaria associado a um deslocamento para cima na trajetória do escoamento médio de ar quando este responde à transição de uma superfície lisa para uma superfície muito rugosa. Molion e Moore (1983) e Bruin e Moore (1985) obtiveram sucesso na determinação de d ao usarem metodologias baseadas na definição de Marunich para a floresta de Thetford, East Anglia. Jackson (1981) citado por Raupach e Thom (1981) mostrou que o conceito de d como nível médio de absorção de momentum está implícito na dedução usual da lei logarítmica por argumentos de igualdade assintótica. Isto coloca d sobre uma fundamentação teórica segura, mas não facilita o problema de medi-lo, a menos que um acurado perfil de arrasto possa ser deduzido na vegetação. Um outro problema é a suposição, nas Equações 2.27 a 2.29, de que d é idêntico para todas as propriedades; uma posição contrária tem sido apresentada por Hicks et alii (1979), que postularam que um deslocamento do plano zero d_h , para calor sensível, e d_e , para vapor d'água, seriam usados nas Equações 2.28 e 2.29, respectivamente. Este pode, particularmente, ser o caso quando a distribuição de fontes e sumidouros de calor e de vapor d'água nos elementos de rugosidade é diferente daquela dos sumidouros de momentum, o que talvez aconteça para

vegetação alta (Brutsaert, 1982).

Uma vez que d tenha sido determinado acuradamente, levanta-se a questão de qual seria a profundidade da subcamada rugosa e, também, como as relações fluxo-gradiente nesta diferem daquelas na subcamada superficial.

Anomalias nas relações fluxo-gradiente acima de superfícies vegetadas, quando comparadas com estudos acima de superfícies lisas, foram reportadas por Stewart e Thom (1973), Thom et alii (1975), McNeil e Shuttleworth (1975), Garratt (1978, 1980), Raupach (1979), Raupach e Thom (1981), Sá (1982), entre outros.

Considerando-se a transferência de momentum, estudos do escoamento próximo à superfície rugosa em túnel de vento, têm identificado duas influências diretas da superfície sobre o campo de vento médio: a primeira é a irregularidade horizontal, demonstrada por medidas de perfil de vento em vários pontos acima de um conjunto de elementos de rugosidade (Mulhearn e Finnigan, 1978). Segundo, existe uma perturbação no gradiente médio adimensional, tal que, o gradiente na subcamada rugosa é menor do que na subcamada superficial, ou, equivalentemente, que $\phi < 1$ na subcamada rugosa. Isto tem sido atribuído a um efeito de difusão de esteira na subcamada rugosa (O'Loughlin e Annambhotla, 1969; Thom et alii, 1975).

Informações sobre a subcamada rugosa nos transportes turbulentos de calor sensível e vapor d'água só tem sido obtidos no campo. Em experimentos na Floresta de Uriarra, Austrália, e na Floresta de Thetford, East Anglia, (Raupach, 1979) os gradientes acima da vegetação e os fluxos estimados pela técnica de correlação de vórtices foram combinados para dar ϕ_m , ϕ_h e ϕ_e das Equações 2.27 a 2.29. A altura de ambas as florestas foram h 16m, com o espaçamento médio entre as árvores de 2 a 3m. Os gradientes foram calculados numa altura de referência $z = 21m$, aproximadamente 5m acima do topo da vegetação, com um valor

assumido de d de 0,75h ou 12m (Thom et alii, 1975). Sobre ambas as florestas o comportamento de ϕ^{-1} ou K_m foi bastante próximo àquele esperado acima de uma superfície lisa, o qual é consistente com um estudo em túnel de vento de Raupach et alii (1980) para a profundidade da camada de influência da esteira para o transporte de momentum. Contudo, ϕ_h^{-1} e ϕ_e^{-1} , e daí as difusividades turbulentas para calor sensível e vapor d'água estão entre 2 e 4 vezes aqueles encontrados para a subcamada superficial em condições instáveis, neutras e levemente estáveis, assim $K_{h,e} > 2K_m$.

Estes resultados confirmam a discrepância reportada por Thom et alii (1975) entre as estimativas pelo método aerodinâmico (perfis de vento; de temperatura, etc.) e do balanço de energia (Tajchman, 1981) do fluxo de calor total ou entalpia $H + \lambda E$.

Em estudos acima de uma superfície de savana, com árvores de altura média h 8m e espaçadas de 20m aproximadamente, portanto uma superfície aerodinamicamente muito rugosa, em condições instáveis Garratt (1978) sugeriu que os gradientes médios adimensionais dependem de uma altura adimensional $\xi = z/z_0$. À altura mais baixa ($\xi = 20$), sob condições neutras, os valores inferidos de $\phi_m(0)$ e $\phi_h(0)$ foram 0,58 e 0,61, respectivamente, aumentando com o acréscimo de ξ até valores bem próximos da unidade a alturas consideráveis ($\xi = 85$). Com base nestes resultados ele sugeriu que a altura mínima de validade da lei logarítmica acima de superfícies muito rugosas seja de 4,5h para o transporte de momentum e de 3h para o transporte de calor. Garratt (1980) sugeriu que na subcamada rugosa as funções ϕ_m e ϕ_h nas Equações 2.27 e 2.28 seriam substituídas por

$$\phi^0 = 0,5 \phi(\tau) \exp(0,7z/z^*) \quad (2.30)$$

com a notação usual.

Existe uma clara discordância entre os resultados de Garratt(1978) e Raupach(1979). Enquanto para o primeiro $K_h \approx K_m$ e maior acima de superfície vegetada quando comparados com superfície lisa, para o segundo $K_h > 2K_m$ onde K_m está bastante próximo de seu valor para superfícies lisas.

O escoamento justamente acima de uma superfície rugosa é fortemente influenciado pelo caráter térmico e geométrico da superfície, não apenas através dos efeitos de difusão de esteira, mas também através da distribuição de fontes e sumidouros de calor e vapor d'água (Raupach e Thom, 1981). Assim as controvérsias nos resultados mostrados acima podem ser atribuídas às diferenças nas coberturas vegetais estudadas, haja vista que na floresta cujos dados foram estudados por Garratt as distâncias entre as árvores eram muito grandes e esta "floresta" não constituía uma copa fechada como é o caso da floresta de Thetford e a Floresta Amazônica. Isto justifica o estudo dos processos de transporte turbulento de momentum, calor e massa acima de coberturas florestais com características diferentes daquelas já pesquisadas.

CAPÍTULO 3

OBSERVAÇÕES EXPERIMENTAIS

Os dados utilizados neste trabalho referem-se à terceira campanha do Experimento Micrometeorológico na Amazônia, realizada nos meses de julho e agosto de 1984 na Reserva Florestal Ducke (2°57' S, 59°57' O), do Instituto Nacional de Pesquisas da Amazônia, situada a 25 km de Manaus-AM, no km 25 da Rodovia Torquato Tapajós, do projeto colaborativo Anglo-Brasileiro para o estudo da micrometeorologia e fisiologia de plantas da floresta chuvosa amazônica. Este sítio foi escolhido como sendo representativo da vegetação natural da floresta de terra firme da Amazônia Central.

As características da região, como relevo, solo, tipo de vegetação da floresta e climatologia podem ser vistas nos trabalhos de Salati e Vose (1984), Shuttleworth et alii (1984), Sá et alii (1986). No local do experimento a altura média das árvores é aproximadamente 35m, sendo que algumas delas ultrapassam 40m. As condições de pista na direção preferencial do vento são muito boas, com vários quilômetros de floresta (Sá et alii, 1986). Os instrumentos de medida foram instalados sobre uma torre de alumínio de 45m. O conjunto de dados micrometeorológicos coletados nesta campanha é composto de medidas de saldo de radiação, radiação solar incidente e refletida, radiação global incidente, perfis verticais de vento, perfis verticais de temperatura, perfis verticais de umidade específica, precipitação acima da copa, precipitação no chão, direção de vento e fluxos verticais turbulentos de momentum, de calor sensível e de vapor d'água.

Neste trabalho são utilizados os dados dos fluxos turbulentos de momentum, de calor sensível, de vapor d'água e dos perfis verticais de vento, de temperatura e de umidade específica do ar em ocasiões em que não houve precipitação, num total de 242 horas de medi-

ções.

3.1 - Medidas dos Fluxos Turbulentos

Os fluxos de momentum, de calor sensível e de vapor d'água foram medidos com um `Hydra`, que é um sistema de medição de fluxos que utiliza a técnica de correlação de vórtices. O sistema Hydra é composto de um anemômetro sônico na vertical (Shuttleworth et alii, 1982), um higrômetro de absorção no infravermelho (banda única de $2,7\mu\text{m}$) (Moore, 1983), um termopar de diâmetro $50\mu\text{m}$ e dois anemômetros de hélices Gill montados ortogonalmente no plano horizontal. A característica principal destes sensores é o tempo de resposta, que permite amostragens na taxa de 10Hz. Estes são interfaceados a um sistema de microprocessador RCA 1802 CMOS alimentado por baterias, que faz os cálculos das médias, das covariâncias e dos fluxos. Os dados são armazenados em um armazenador de estado sólido (G.K. Instruments) que, neste experimento, foi removido e interrogado por um microcomputador PET. O sistema Hydra foi montado sobre um mastro vertical no topo da torre numa altura de 48,4m, com uma frequência de interrogação dos sensores de 10Hz.

De acordo com Shuttleworth et alii (1984) um erro sistemático de 5% nas medidas dos fluxos seria causado devido a calibração do anemômetro sônico e um erro de 1 a 2% devido aos outros sensores. Porém, para o fluxo de momentum uma subestimação sistemática de até 30% seria esperada para os valores de u^* devida, principalmente, à velocidade de partida e, para algumas direções do vento, à fraca exposição dos anemômetros Gill.

Fitzjerald (1987), analisando resultados da campanha de coleta de dados de julho e agosto de 1985 no mesmo sítio experimental, onde além do sistema `Hydra` em 48,4m ele utilizou mais dois sistemas para medir diretamente os fluxos turbulentos de momentum, calor sensível e vapor d'água, situados nos níveis de 39 e 45m, não encontrou va-

riações significativas entre seus dados e os do `Hydra`, sugerindo que na camada atmosférica em estudo os fluxos verticais são aproximadamente constantes.

Esses dados de fluxos são apresentados em médias horárias.

3.2 - Medidas dos Perfis de Vento, Temperatura e de Umidade Específica

O vento foi medido com anemômetros de canecas em doze níveis, sendo cinco dentro da copa e sete acima dela, nas alturas 1,45, 2,90, 13,45, 22,25, 30,51, 35,69, 37,52; 39,33, 41,04, 42,82, 44,66 e 48,69m. Os anemômetros utilizados são do tipo Sheppard modificado, com seis canecas de isopor, que apresentam boa linearidade na resposta a ventos acima de 1m/s e têm velocidade de partida em torno de 0,5m/s. Esses anemômetros foram instalados a três metros da torre suportados por tubos cilíndricos metálicos, e nivelados com o auxílio de níveis de bolha, prismas e luneta. Os dados foram armazenados a cada 20 minutos, sendo uma média aritmética de 4 medidas integradas de 5 minutos. Neste trabalho, são utilizados somente os dados de vento medidos a partir de 35,69m até 48,69m, que aqui são referidos, respectivamente, como níveis 1, 2, 3, 4, 5, 6 e 7, pois os ventos são fracos no sítio experimental, da ordem de 1m/s 10m acima do topo da floresta, e os anemômetros usados não são apropriados para medir velocidades de vento abaixo de 1m/s que, geralmente, são encontradas dentro da floresta. É importante mencionar que os dados do anemômetro situado no nível de 48,69m apresenta em média um valor aproximadamente 30% superior à velocidade do vento registrada pelos anemômetros de hélices do sistema `Hydra` (Figura 3.1). Izumi e Barad(1970) reportaram uma superestimativa nas velocidades do vento medidas com anemômetros de canecas, em torno de 10-15%, quando comparadas com as medidas dos anemômetros sônicos, no Experimento de Campo de Kansas em 1968.

Temperatura e umidade específica foram medidas com psicrômetros de cristal de quartzo modelo DY-2850 produzidos pela Hewlett-Packard com uma acurácia de $0,02^{\circ}\text{C}$, nas alturas 1,45, 13,45, 22,25, 30,51, 35,69, 39,33, 41,04 e 44,66m. A construção do termômetro de bulbo úmido utiliza uma cápsula de cerâmica porosa que é constantemente umedecida através de um tubo flexível ligado a um reservatório de água destilada. O psicrômetro é provido de um protetor contra radiação composto por três tubos cilíndricos concêntricos e também possui um ventilador com capacidade para provocar um vento acima de 5 m/s nos bulbos. Uma descrição mais detalhada desses psicrômetros é dada por Gash e Stewart(1975).

Com a finalidade de eliminar os erros sistemáticos nas medidas das diferenças de temperatura e de umidade do ar logo acima da copa das árvores, foi utilizado um sistema de intercâmbio de psicrômetros (SIT), similar àquele descrito por McNeil e Shuttleworth(1975). O SIT é composto por dois conjuntos com quatro psicrômetros cada, nos níveis 35,69, 39,33, 41,04 e 44,66m, sendo que eles operam defasados de cinco minutos, ou seja, enquanto um conjunto de psicrômetros está fazendo coleta de dados o outro conjunto permanece se estabilizando, assim quando completa cinco minutos o segundo conjunto começa a fazer coleta e o primeiro muda de posição e permanece se estabilizando para, depois de completado mais um período de cinco minutos, voltar a fazer coleta para o segundo conjunto trocar de posição, e assim por diante. Os psicrômetros intercambiados são os do nível de 35,69 com o do nível de 39,33m e o do nível de 41,04 com o do nível 44,66m. Um ciclo completo do SIT é completado a cada vinte minutos, quando todos os psicrômetros já coletaram dados em duas posições(veja Figura 3.2). Esses dados são armazenados tanto em médias de vinte minutos como também são armazenados os valores médios de cada período de cinco minutos.

O sistema de coleta de dados é composto por um microcomputador Commodore C64 e por interfaces analógico-digitais. Os sinais emi-

tidos pelos instrumentos são recebidos, via cabos elétricos, pelas interfaces e essas por sua vez são interrogadas pelo microcomputador. Este faz o processamento dos sinais e armazena os dados em disquetes flexíveis e em listagens em papel a cada vinte minutos.

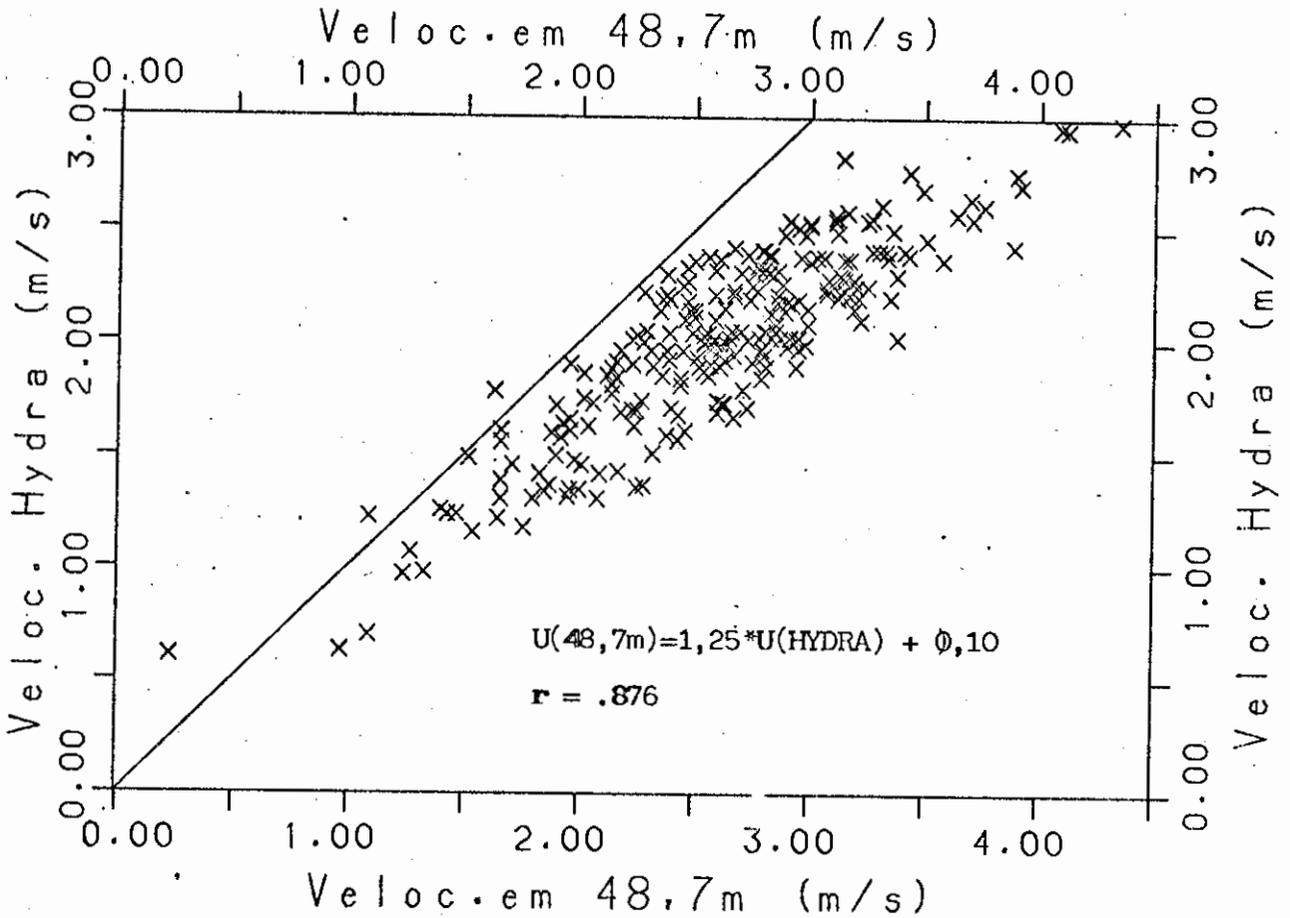


Figura 3.1 - Velocidade de vento para 242 valores médios horários - na ordenada estão os valores medidos com os anemômetros de hélice do sistema `Hydra` (em 48,4m) e na abcissa os medidos com o anemômetro de canecas situado 0,3 m acima.

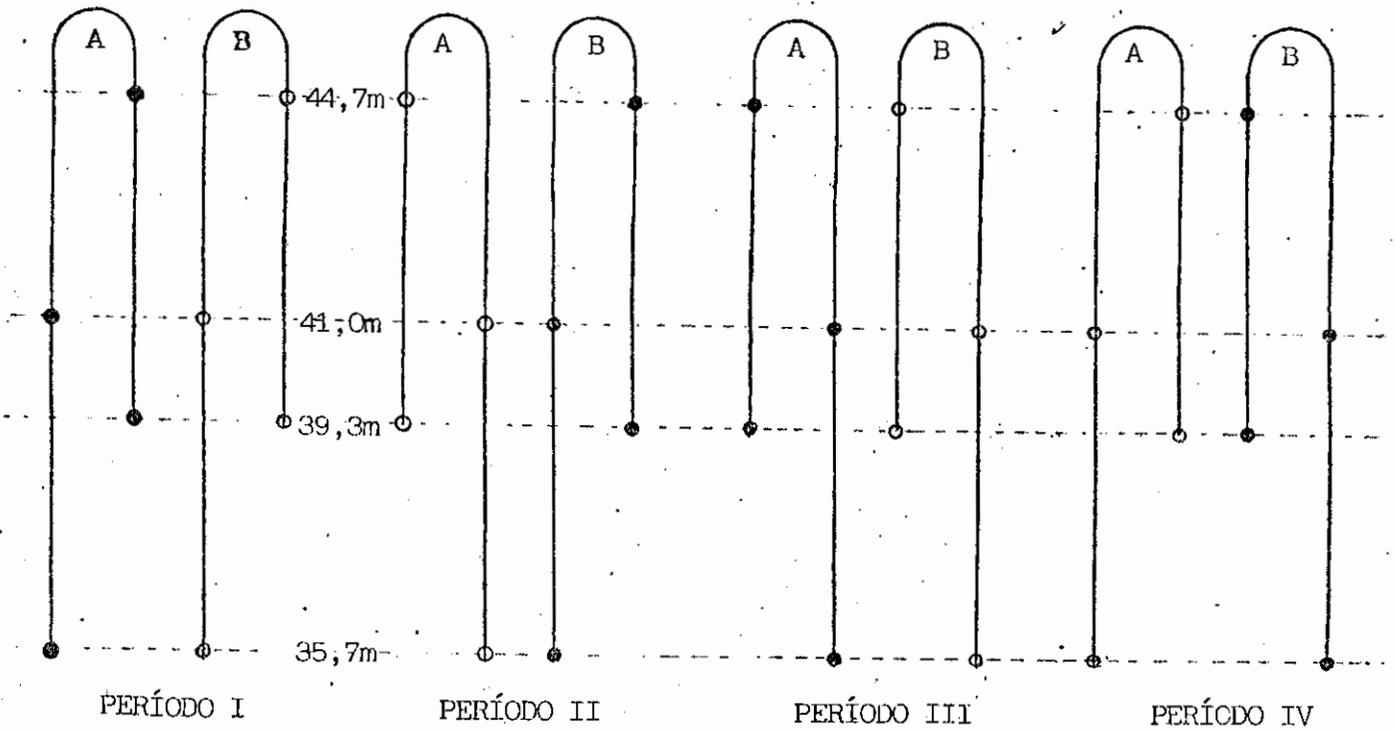


Figura 3.2 - Sistema de intercâmbio de termômetros-SIT, composto de dois conjuntos (A e B) com 4 psicrômetros cada. Os círculos fechados significam que os psicrômetros estão tomando medidas, enquanto os círculos abertos significam que os psicrômetros estão se adaptando à temperatura e umidade do ambiente. Um ciclo completo do SIT é composto por 4 períodos de 5 minutos, quando todos os psicrômetros já tomaram medidas em dois níveis.

CAPITULO 4

RESULTADOS

4.1 - Estimativa de d , z_0 e u^*

A suposição de que o perfil do vento horizontal médio na camada superficial da atmosfera sobre superfícies naturais seja logarítmico em condições de estabilidade neutra é bem aceito e documentado (veja, Tennekes e Lumley, 1972). Acima de vegetação de porte alto o perfil assume a forma

$$\bar{u}(z) = \frac{u^*}{k} \ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right), \quad z \gg z^* \quad (4.1)$$

onde $\bar{u}(z)$ é o vento horizontal médio na altura z acima do chão, u^* é a velocidade de fricção, k é a constante de von Kármán, z_0 é o comprimento de rugosidade, d é o deslocamento do plano zero e z^* representa o limite inferior da subcamada superficial (Tennekes, 1982).

Nas estimativas de d e z_0 através da análise dos perfis de velocidade do vento são empregados, muitas vezes, o método gráfico e métodos analíticos de ajuste por mínimos-quadrados (como exemplo, Robinson, 1962; Stearns, 1970). Conforme ressaltam Molion e Moore (1983) o método gráfico é altamente subjetivo e os métodos analíticos são muito sensíveis a erros experimentais, particularmente nos níveis mais próximos à superfície, apresentando, em consequência, resultados com muito espalhamento e podendo assumir valores fisicamente irrealísticos. Segundo Garratt (1978) essas técnicas não seriam aplicadas aos perfis de vento obtidos sobre vegetação alta.

Neste trabalho d e z_0 são calculados em três caminhos. No primeiro é utilizado um método de ajuste por mínimos-quadrados, pro-

posto por Robinson(1962), onde o valor de d é estimado por uma técnica de iterações, depois utilizando-se desse valor de d são calculados z_0 e u^* .

Os outros dois caminhos são baseados na definição do deslocamento do plano zero de Marunich(1971) citado por Tajchman(1981), onde d é definido como o deslocamento vertical da trajetória de uma parcela de ar quando ela passa de uma superfície lisa de referência para a superfície rugosa sob consideração. Neste caso d pode ser estimado fazendo-se uso da conservação de massa quando o escoamento de ar passa sobre as duas superfícies.

Molion e Moore(1983) sugeriram um caminho para a aplicação do método de Marunich sobre uma superfície de floresta. O método assume que o escoamento de ar na subcamada superficial é incompressível, e que existe uma linha de corrente bem acima dessas superfícies a qual é deslocada de um nível z_l acima da superfície lisa para um nível z_f acima da floresta. A conservação de massa requer que

$$\int_0^{z_l} u_l(z) dz = \int_0^{z_f} u_f(z) dz \quad (4.2)$$

onde $u_l(z)$ e $u_f(z)$ representam a velocidade média do vento sobre a superfície lisa e sobre a floresta, respectivamente. Assumindo que o nível z_f é suficientemente alto e que o gradiente de velocidade do vento é pequeno, então $u_l(z_l) \approx u_l(z_f) = U$, onde U representa a velocidade do vento médio estabelecido sobre as duas superfícies. A equação (4.2), então, torna-se

$$\int_{z_l}^{z_f} u_l(z) dz = \int_0^{z_f} u_l(z) dz - \int_0^{z_l} u_f(z) dz \quad (4.3)$$

$$\text{ou } \Delta z = z_f - z_0 = \frac{1}{U} \int_0^{z_f} [u_\ell(z) - u_f(z)] dz \quad (4.4)$$

Em condições neutras, o primeiro termo do lado direito da equação (4.4) pode ser integrado analiticamente, escrevendo-se $u_\ell(z)$ como

$$u_\ell(z) = U \frac{\ln(z/z_{0\ell})}{\ln(z_f/z_{0\ell})} \quad (4.5)$$

onde $z_{0\ell}$ é o comprimento de rugosidade da superfície lisa, o qual é usado como o limite inferior na integração da equação (4.4).

O segundo termo na equação (4.4) é obtido integrando-se numericamente os pontos medidos do perfil de velocidade do vento. Utilizando-se um esquema de integração baseado na regra do trapézio, juntamente com a integração da equação (4.5), a equação (4.4) pode ser escrita como

$$\Delta z = \left[z_f - \frac{z_f - z_{0\ell}}{\ln(z_f/z_{0\ell})} \right] - \frac{1}{2U} \left[\sum_{i=2}^N (u_i + u_{i-1})(z_i - z_{i-1}) + u_1 z_1 \right] \quad (4.6)$$

onde u_i e z_i representam a velocidade do vento e a altura no nível i , e N é o número de níveis.

A equação (4.6) permite uma estimativa direta do deslocamento do plano zero, desde que d e o deslocamento das linhas de corrente sejam assumidos equivalentes, de acordo com a suposição de Marunich(1971). Depois de estimado o valor de d os parâmetros z_0 e u^* podem ser determinados por uma análise de ajuste por mínimos-quadrados.

Bruin e Moore(1985) partiram da suposição de que a condição de conservação de massa pode ser imposta sobre o perfil de vento

logarítmico, isto é, d é escolhido tal que o perfil de vento logarítmico, extrapolado para $d+z_0$, transporta a mesma quantidade de massa como no perfil real. Assim, a equação (4.2) pode ser escrita como

$$\int_0^{z_f} u(z) dz = \int_{d+z_0}^{z_f} \frac{u^*}{k} \ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) dz \quad (4.7)$$

com z_f representando um nível na subcamada superficial, ou seja, $z_f > z^*$. Uma vez que a equação (4.1) é válida para $z > z^*$, os valores de d e z_0 derivados da equação (4.7) são independentes de z_f , pois $z_f > z^*$. Da equação (4.7) deduz-se

$$d = z_f - \frac{z_f - (d+z_0)}{\ln \left(\frac{z_f - d}{z_0} \right)} = z_m \quad (4.8)$$

com o termo z_m dado por

$$z_m = \int_0^{z_f} \frac{u(z)}{u(z_f)} dz \quad (4.9)$$

A relação entre d e z_0 na equação (4.8) pode ser usada para a obtenção desses parâmetros separadamente, desde que medidas diretas de u^* estejam disponíveis. Das equações (4.1) e (4.8) encontra-se

$$d = z_f - \frac{z_m}{A} \quad (4.10)$$

$$e \quad z_o = \frac{z_m}{A} \exp(-y_f) \quad (4.11)$$

onde

$$y_f = \ln \left(\frac{z_f - d}{z_o} \right) = \frac{ku(z_f)}{u^*}$$

$$e \quad A = 1 - (1 - \exp(-y_f))y_f$$

Assim as equações (4.10) e (4.11) podem ser usadas para estimar d e z_o , respectivamente, uma vez que z_f e y_f tenham sido determinados para a altura z_f .

Um inconveniente do método proposto por Molion e Moore é o da escolha de um valor do comprimento de rugosidade $z_{o,h}$, para a hipotética superfície lisa. Bruin e Moore sanaram essa dificuldade, mas caíram noutra que é a da necessidade de uma estimativa independente de u^* ; esta estimativa seria obtida através da técnica de correlação de vórtices, porém nem sempre é possível dispor-se de instrumentos adequados para essas medidas.

Neste trabalho é feita uma comparação entre os valores estimados de d e z_o pelos três métodos propostos acima, e também são comparados os valores de u^* medidos, por técnica de correlação de vórtices, com aqueles obtidos através dos métodos de Robinson e de Molion e Moore.

Antes da exposição dos resultados deve-se fazer algumas considerações sobre os dados utilizados nos cálculos:

a) a classificação dos perfis por classes de estabilidade (veja seção

4.3) é feita através do número de Richardson de gradiente, Ri , e do parâmetro de estabilidade adimensional de Monin-Obukhov, $\zeta = (z-d)/L$. Os dados para os cálculos de Ri restringiram-se às duas camadas em que há sistema de intercâmbio dos sensores de temperatura e de umidade nas ocasiões em que os valores de Ri para as duas camadas estiveram dentro do mesmo intervalo de classificação. No caso de ζ o valor $(z-d)$ é tomado na média geométrica entre a altura média da floresta, h , e o nível de vento mais alto do perfil.

b) No cálculo dos valores médios de d e z_0 desprezaram-se os valores de d inferiores a 20m ou superiores a 35m. Como a equação (4.1) é válida apenas para condições de estabilidade neutra e como o número de perfis disponíveis em condições aproximadamente neutras foi insuficiente para uma análise estatística conclusiva optou-se por determinar os parâmetros de rugosidade em condições instáveis, $\zeta < 0$, em condições estáveis, $\zeta > 0$, e depois, através do ajuste polinomial, determinar os valores de d e z_0 em situações nas quais ζ tende a 0 (zero).

Assim, a Figura 4.1 e a Tabela 4.1 apresentam os parâmetros de rugosidade da floresta quando o método de Robinson foi aplicado aos perfis de vento, que determinou $d = (31,4 \pm 0,4)m$ e $z_0 = (1,6 \pm 0,2)m$, ou em termos de fração da altura média da floresta ($h = 35m$) $d = (0,90 \pm 0,1)h$ e $z_0 = (0,05 \pm 0,01)h$ quando ζ tendeu para 0. Para estes cálculos foram usados dados de vento medidos em 6 (seis) níveis, isto é, entre 37,52m e 48,69m.

Analisando dados do mesmo sítio experimental com um método semelhante Marques Filho e Ribeiro (1986) encontraram para um perfil médio de oito horas de dados próximos da neutralidade (ele usou $|Ri| < 0.005$, um valor de $d = 30,7m$, depois calculou o valor do comprimento de rugosidade para oito perfis de médias horárias e encontrou $z_0 = 2,2m$ na média. Viswanadham et alii (1986) reportam os valores $d = 28m$ e $z_0 = 3m$ para dados de perfis próximos da neutralidade, quando o método de Robinson (1962) foi utilizado.

• Esse método apresenta o inconveniente de ter que ajustar simultaneamente três parâmetros (u^* , z_0 e d) ao mesmo perfil de vento, e é muito sensível aos erros experimentais, apresentando assim, grande espalhamento nos resultados. Para eliminar este inconveniente, o valor do deslocamento do plano zero foi estimado por um método independente, o de conservação de massa proposto por Marunich (1971) e citado por Tajchman(1981).

A Figura 4.2 e a Tabela 4.2 apresentam os resultados do deslocamento do plano zero e do comprimento de rugosidade quando foi utilizado o método de conservação de massa (Molion e Moore, 1983) para catorze perfis médios horários, com $|Ri| < 0,015$. Neste caso variou-se o valor de z_0 , isto é, o nível mais alto do perfil. Os resultados mostram um aumento no valor de d e uma diminuição no valor de z_0 quando se toma medidas de vento em níveis mais afastados da copa florestal. Se o perfil de vento é logarítmico entre níveis consecutivos, então não se esperaria variações nos valores de d e z_0 . Porém, na prática essas variações ocorrem até o topo do perfil, indicando que as medidas foram tomadas na subcamada de transição, abaixo da subcamada superficial (Bruin e Moore, 1985), mas os valores de d e z_0 aproximam-se assintoticamente dos valores 28m e 4m, respectivamente. Uma maneira de se comprovar estes resultados experimentalmente seria com a medição do vento em níveis mais altos.

Os parâmetros de rugosidade também foram calculados para intervalos de estabilidade estável e instável, usando $z_f=48,69m$ como o nível superior do perfil de vento, conforme análise acima, quando o método de conservação de massa foi aplicado aos perfis de vento observados. Os resultados apresentados na Figura 4.3 e na Tabela 4.3 referem-se ao método de Molion e Moore (1983). Na Figura 4.3 aparentemente não existe dependência de z_0 com a estabilidade, ao passo que d apresenta um pequeno crescimento com o aumento de ζ . Isto sugere que este é um método útil para se determinar z_0 , mesmo que não se disponha de per-

fis de vento em condições de neutralidade. Os valores $d=(27,6 \pm 0,9)m$ e $z_0=(4,1 \pm 0,1)m$ ou $d=(0,79 \pm 0,03)h$ e $z_0=(0,12 \pm 0,00)h$ foram encontrados quando $\zeta \rightarrow 0$.

Da mesma maneira, para o método de Bruin e Moore (1985), Figura 4.4 e Tabela 4.4, foram encontrados os valores $d=(28,2 \pm 0,6)m$ e $z_0=(1,27 \pm 0,2)m$ ou $d=(0,81 \pm 0,02)h$ e $z_0=(0,04 \pm 0,01)h$.

Deve-se ressaltar, entretanto, que no caso dos dois métodos que utilizam conservação de massa a integração do perfil de vento observado acima de h foi feita numericamente, enquanto que dentro da copa usou-se o modelo de Cionco (1972) onde

$$u(z) = u(h) \exp(a(z/h - 1)) \quad (4.12)$$

onde $u(h)$ é o vento ao nível da copa das árvores e a é um coeficiente de extinção ou absorção. Conforme Molion et alii (1985) para a floresta em estudo um valor de $a=3,5$ deve ser usado. O motivo de se usar esta equação é o fato do vento ser muito fraco dentro da copa, prejudicando, assim, a acurácia das medidas de vento nessa região. Na integração da equação (4.5) usou-se $z_{0,g}=0,05m$, o mesmo valor usado por Molion e Moore (1983) na análise dos perfis de vento acima da floresta de Thetford, East Anglia.

Os valores de d e z_0 são usados nas análises dos perfis verticais dos parâmetros meteorológicos acima das florestas. Muitos autores tem procurado estimar as relações d/h e z_0/h ; como exemplo nas análises de Jarvis et alii (1976) para diferentes sítios florestais foram encontrados os intervalos:

$$0,61 < d/h < 0,90$$

$$0,02 < z_0/h < 0,26$$

e nas análises de Konstantinov e Fedorov (1960), para vários tipos de florestas na U.S.S.R. os intervalos foram (para ventos variando de 1 a 7m/s)

$$0,30 < d/h < 0,76$$

$$0,09 < z_0/h < 0,28.$$

Uma outra dúvida que surge é com relação ao deslocamento de altura para calor e umidade. Segundo Tajchman(1967) os valores de d obtidos dos perfis de vento não podem ser usados para perfis de temperatura e umidade na lei logarítmica. Hicks et alii (1975) encontrou que o deslocamento do plano zero para calor não diferiu significativamente do de momentum, mas o comprimento de rugosidade para calor foi a terça parte daquele para momentum. As análises de Raupach (1979) baseadas em relações fluxo-gradiente sugeriram que o deslocamento do plano zero para calor foi 0,39 daquele para momentum.

Outro aspecto que deve ser considerado é o comportamento de d e z_0 com a variação da velocidade. Konstantinov e Fedorov (1960) encontraram que ambos d e z_0 foram dependentes da magnitude do vento acima de uma floresta de 26m de altura, e que quando a velocidade do vento aumenta, d diminui e z_0 aumenta. Allen (1968), Meroney (1968), Marunich (1971) e Molion e Moore (1983) chegaram a conclusões similares. Landsberg e Jarvis (1973) não encontraram qualquer relação entre d (e z_0) e a velocidade do vento acima da floresta.

Esses resultados mostram que d e z_0 assumem um amplo intervalo de valores para uma mesma altura de floresta. Esses valores parecem ser dependentes das características estruturais da floresta. Para o caso da floresta em estudo neste trabalho, parece que os valores mais apropriados são $d=28m$ e $z_0=3m$ ou $d=0,80 h$ e $z_0=0,09 h$. Também será assumido, para efeito dos cálculos deste trabalho, que o deslocamento do plano zero para calor e umidade será o mesmo daquele para momentum e,

ainda, considerar-se-á que esses parâmetros são independentes da magnitude do vento, pois no sítio experimental em estudo os ventos são fracos. Os valores de d e z_0 encontrados para esta floresta estão dentro do intervalo proposto por Jarvis et alii (1976).

A Tabela 4.5 traz estimativas da velocidade de fricção, u^* , pelo método das covariâncias dos vórtices, u^*_{HY} , método de Molion e Moore, u^*_{MO} , e método de Robinson, u^*_{RO} , para condições próximas da neutralidade ($|Ri| < 0.015$). Também é mostrado nesta tabela as razões u^*_{MO}/u^*_{HY} e u^*_{RO}/u^*_{HY} que apresentaram na média de catorze perfis os valores $2,49 \pm 0,46$ e $1,39 \pm 0,56$, respectivamente. Os altos valores apresentados pela relação u^*_{MO}/u^*_{HY} são, possivelmente, devidos à superestimativa do valor do comprimento de rugosidade pelo método de Molion e Moore (1983) e simultaneamente pela subestimativa dos u^*_{HY} medidos. Shuttleworth et alii (1984) apontam que u^*_{HY} pode estar sendo subestimado em até 30%, enquanto Moore (1986) acautela que as estimativas de u^* do Hydra podem apresentar erros de até 100%. Neste trabalho será utilizado u^*_{HY} para a velocidade de fricção, uma vez que esses valores são medidos diretamente e que possíveis correções poderão ser aplicadas posteriormente, se ficar comprovado desvios nas medidas de u^*_{HY} .

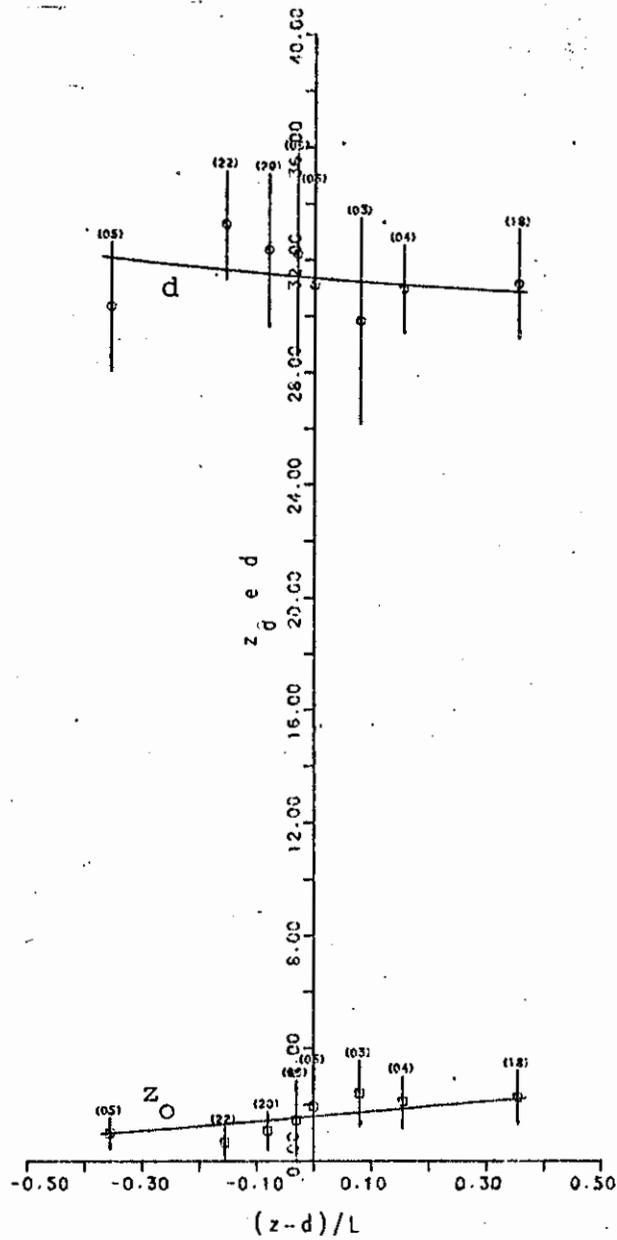


Figura 4.1 - Valores do deslocamento do plano zero d , e do comprimento de rugosidade z_0 (obtidos pelo método de Robinson, 1962), como uma função da estabilidade $(z - d)/L$.

TABELA 4.1

PARÂMETROS DE RUGOSIDADE - MÉTODO DE ROBINSON

INTERVALO DE ESTABILIDADE	d (m)	DESVIO PADRÃO	z_0 (m)	DESVIO PADRÃO	NÚMERO PERFIS
-0,51 > ζ > -1,00	33,31	1,33	0,71	0,54	04
-0,21 > ζ > -0,50	22,09	1,94	0,99	0,54	05
-0,11 > ζ > -0,20	23,79	1,48	0,66	0,56	22
-0,06 > ζ > -0,10	25,32	2,15	1,07	0,69	20
-0,01 > ζ > -0,05	29,34	1,72	1,44	1,43	06
-0,03 < ζ < 0,03	31,10	3,53	1,94	1,40	05
0,06 < ζ < 0,10	29,55	3,02	2,41	1,16	03
0,11 < ζ < 0,20	31,76	3,64	2,11	0,91	04
0,21 < ζ < 0,50	32,66	1,49	2,26	0,95	18
0,51 < ζ < 1,00	33,69	0,98	2,41	1,07	33
1,01 < ζ < 2,00	34,15	0,64	2,11	1,09	29

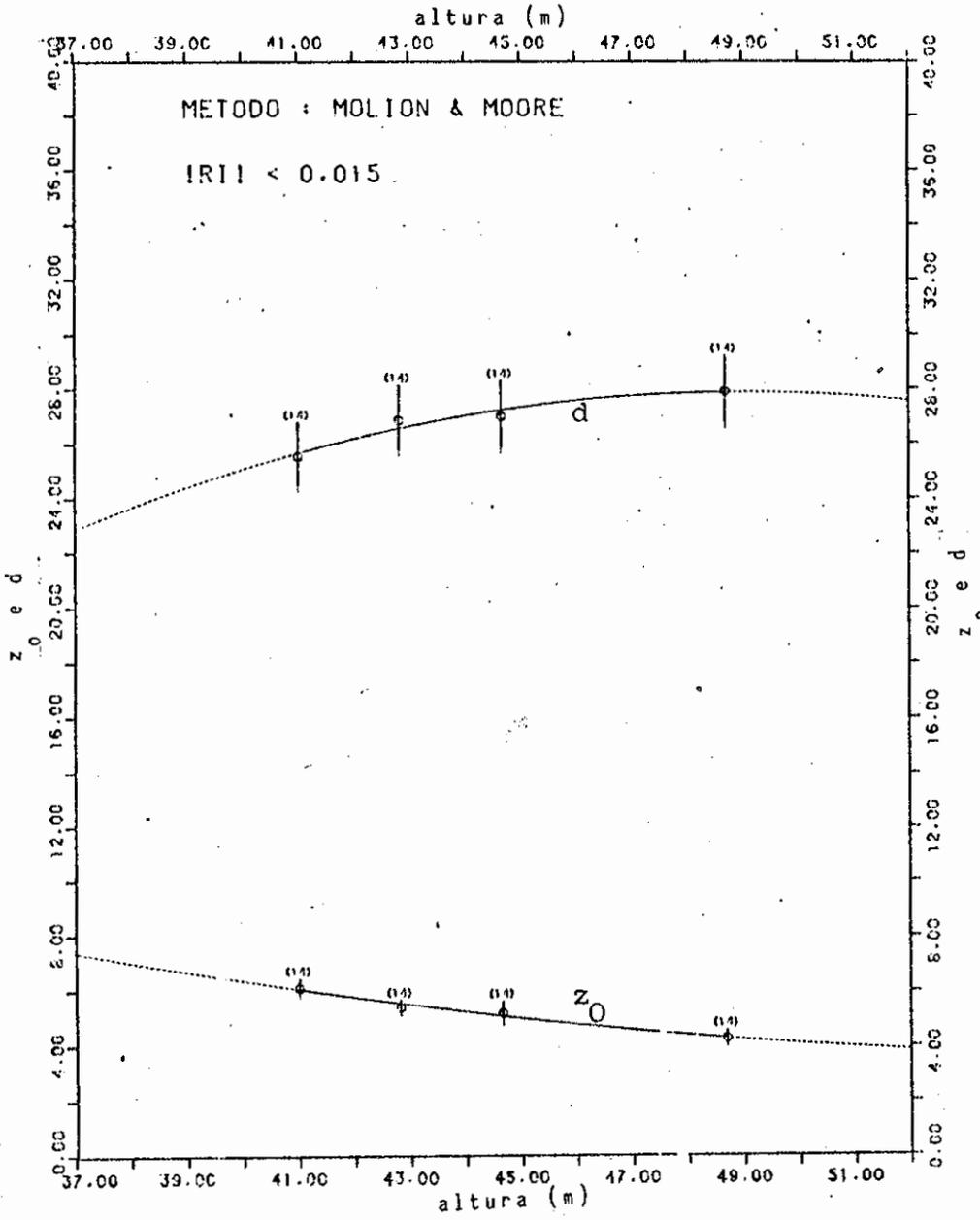


Figura 4.2 - Valores de d e z_0 com a variação de z_f , pelo método de Molion e Moore (1983) com $|Ri| < 0,015$.

TABELA 4.2

VARIAÇÃO DE d e z_o COM z_f
MÉTODO DE MOLION E MOORE

d (m)			z _o (m)			z _f (m)
25,57	±	1,24	6,14	±	0,35	41,04
26,88	±	1,28	5,43	±	0,27	42,82
27,01	±	1,30	5,23	±	0,42	44,66
27,90	±	1,32	4,30	±	0,29	48,69

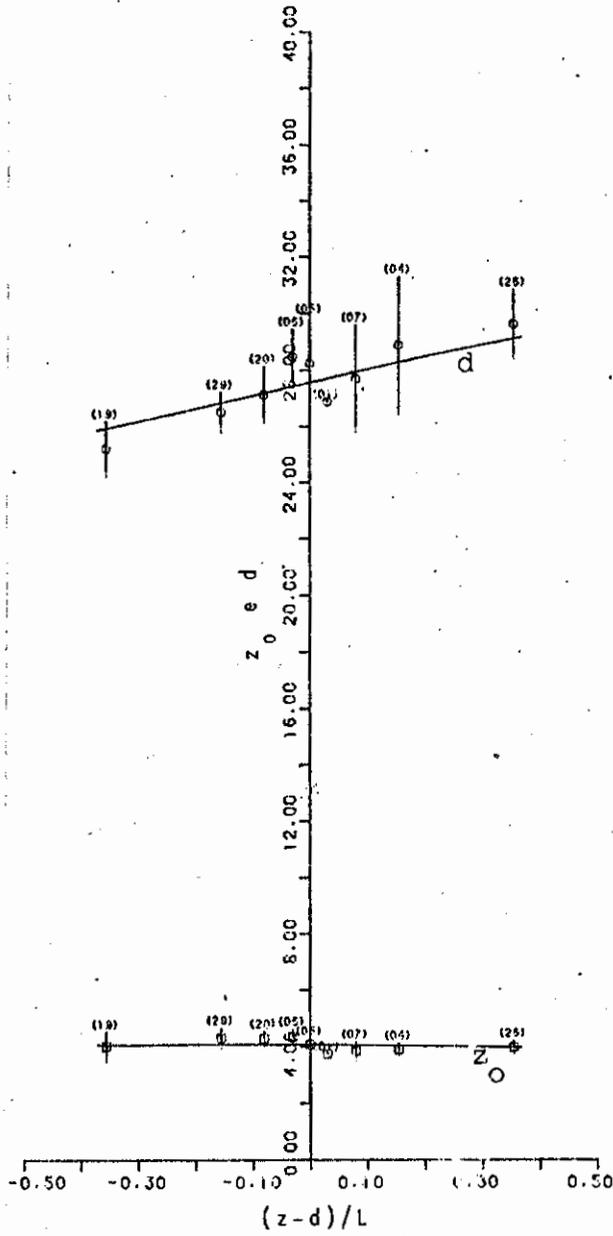


Figura 4.3 - Valores de d e z_0 calculados pelo método de Molion e Moore (1983) como uma função da estabilidade $(z - d)/L$, para $z_f = 48,7m$.

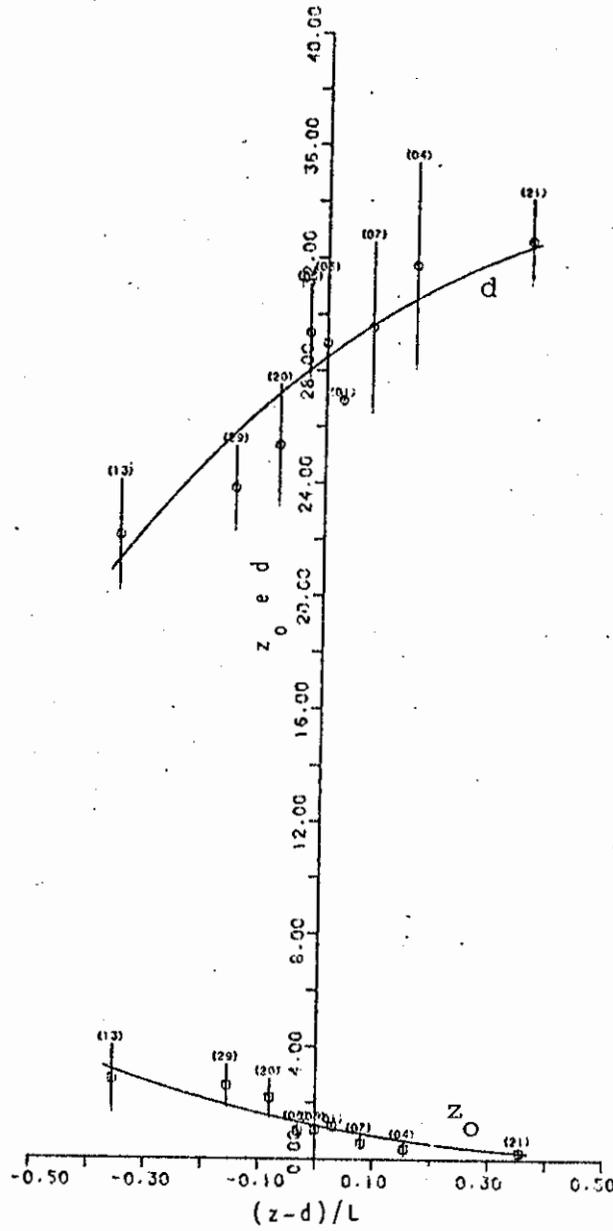


Figura 4.4 - Valores de d e z_0 calculados pelo método de Bruin e Moore (1985) como uma função da estabilidade $(z - d)/L$, para $z_f = 48,7m$.

TABELA 4.3

PARÂMETROS DE RUGOSIDADE -MÉTODO DE
MOLION E MOORE

INTERVALO DE ESTABILIDADE	d (m)	DESVIO PADRÃO	z (m)	DESVIO PADRÃO	NÚMERO PERFIS
-0,01 > ζ > -0,05	28,48	0,47	4,33	0,29	06
-0,06 > ζ > -0,10	27,14	0,99	4,27	0,26	20
-0,11 > ζ > -0,20	26,52	0,72	4,29	0,37	29
-0,21 > ζ > -0,50	25,20	0,99	4,01	0,51	19
-0,51 > ζ > -1,00	25,22	2,22	3,56	0,88	09
-1,01 > ζ > -2,00	23,92	0,53	2,21	0,82	02
-0,03 < ζ < 0,03	28,97	2,44	4,08	0,20	05
0,01 < ζ < 0,05	26,90	-	3,74	-	01
0,06 < ζ < 0,10	27,71	1,89	3,83	0,33	07
0,11 < ζ < 0,20	28,89	2,41	3,89	0,23	04
0,21 < ζ < 0,50	29,63	1,22	3,57	0,23	26
0,51 < ζ < 1,00	29,56	1,06	4,00	0,18	37
1,01 < ζ < 2,00	29,58	1,04	3,99	0,17	30

TABELA 4.4

PARÂMETROS DE RUGOSIDADE - MÉTODO DE
BRUIN E MOORE

INTERVALO DE ESTABILIDADE	d (m)	DESVIO PADRÃO	z (m)	DESVIO PADRÃO	NÚMERO PERFIS
-0,51 > ζ > -1,00	28,73	3,13	0,84	0,68	03
-0,21 > ζ > -0,50	22,09	1,94	2,82	1,17	13
-0,11 > ζ > -0,20	23,79	1,48	2,59	0,75	29
-0,06 > ζ > -0,10	25,32	2,15	2,17	0,67	20
-0,01 > ζ > -0,05	29,34	1,72	1,01	0,25	06
-0,03 < ζ < 0,03	29,25	2,28	1,00	0,20	06
0,01 < ζ < 0,05	26,94	-	1,16	-	01
0,06 < ζ < 0,10	29,55	3,02	0,57	0,28	07
0,11 < ζ < 0,20	31,76	3,64	0,37	0,26	04
0,21 < ζ < 0,50	32,66	1,49	0,21	0,18	21
0,51 < ζ < 1,00	33,69	0,98	0,07	0,07	30
1,01 < ζ < 2,00	34,15	0,64	0,01	0,01	18

TABELA 4.5

VELOCIDADE DE FRICÇÃO (u^*)

DATA-HORA	u^*_{HY} (m/s)	u^*_{MO} (m/s)	u^*_{RO} (m/s)	$\frac{u^*_{MO}}{u^*_{HY}}$	$\frac{u^*_{RO}}{u^*_{HY}}$
21/07 - 07	0,34	0,88	0,75	2,59	2,21
04/08 - 15	0,28	0,69	0,25	2,46	0,89
06/08 - 07	0,39	0,90	0,63	2,31	1,62
09/08 - 09	0,59	1,16	0,42	1,97	0,71
20/08 - 16	0,30	0,67	0,47	2,23	1,57
21/08 - 07	0,30	0,82	0,48	2,73	1,60
21/08 - 09	0,57	1,35	0,61	2,37	1,07
21/08 - 11	0,61	1,16	0,67	1,90	1,10
21/08 - 14	0,55	1,05	0,42	1,91	0,76
22/08 - 07	0,39	1,13	0,61	2,90	1,56
23/08 - 07	0,41	1,07	0,45	2,61	1,10
23/08 - 15	0,34	0,83	-	2,44	-
23/08 - 16	0,27	0,75	-	2,78	-
24/08 - 07	0,29	1,06	0,72	3,66	2,48
			MÉDIA	2,49	1,39
			+/-	+/-	+/-
			D. PADRÃO	0,46	0,56

4.2 - Parâmetros de Estabilidade

O estudo dos parâmetros de estabilidade foi introduzido neste trabalho com a finalidade de se eleger os parâmetros que caracterizam melhor a camada atmosférica nos primeiros 13m acima da copa florestal. Por isso foram calculados os valores de Ri , Rie , $\zeta=(z-d)/L$ e $\zeta_e=(z-d)/L_e$ para as duas camadas em que há intercâmbio dos psicrômetros (as mesmas onde são calculadas as funções adimensionais e as razões de difusividade). O valor de z na camada é dado pela média geométrica das alturas limite desta ($z=(z_1 \cdot z_2)^{1/2}$), assim na camada mais próxima da copa $z_1=(35,69 \times 39,33)^{1/2}=37,47m$, e na camada superior $z_2=(41,04 \times 44,66)^{1/2}=42,81m$. O valor do deslocamento do plano zero é $d=28m$.

Em primeiro lugar procurou-se quantificar em que grau os efeitos da umidade afetam os parâmetros de estabilidade. Assim foram desenhados diagramas de $Rie \times Ri$ e $\zeta_e \times \zeta$ para as duas camadas mencionadas acima, e também foram feitos ajustes polinomiais aos dados. As Figuras 4.5 e 4.6 relacionam os parâmetros $Rie \times Ri$ para as camadas de altura média $z_1=37,47m$ e $z_2=42,81m$, respectivamente. Nota-se nessas duas figuras que a grande maioria dos pontos está concentrada entre os valores $-0,10$ e $0,10$ tanto para Rie como para Ri . Este resultado concorda com aqueles encontrados por Jarvis et alii (1976), onde eles reportam que acima das florestas os gradientes de temperatura potencial tendem a zero e com isso o número de Richardson também tende a zero. Isto é o que acontece durante as horas do dia quando existe uma intensa mistura do ar acima da floresta, porém durante a noite os gradientes de temperatura potencial são positivos e grandes, e a razão do número de Richardson permanecer pequeno está relacionado ao aumento do gradiente do vento neste período.

O ajuste polinomial produziu a seguinte curva:

$$Ri1=(0,008 \pm 0,001)+(0,879 \pm 0,011)Rie1+(0,138 \pm 0,018)Rie1^2 \quad (4.13)$$

com os valores médios $Ri1=0,128$ e $Rie1=0,003$ para os dados da Figura 4.5, e a curva

$$Ri2=(0,008 \pm 0,001)+(0,955 \pm 0,006)Rie2+(0,184 \pm 0,013)Rie2^2 \quad (4.14)$$

com os valores médios $Ri2=0,042$ e $Rie2=0,032$ para os dados da Figura 4.6.

Um procedimento similar foi usado para os parâmetros ζ_e e ζ que são apresentados nas Figuras 4.7 e 4.8. O menor número de pontos nestas últimas figuras é devido ao fato de que nem sempre estiveram disponíveis os dados de fluxo de vapor d'água. Os dados de ζ e ζ_e para a camada inferior apresentou a curva:

$$\zeta = (0,031 \pm 0,003) + (0,988 \pm 0,007)\zeta_e + (0,032 \pm 0,005)\zeta_e^2 \quad (4.15)$$

com os valores médios $\zeta=0,29$ e $\zeta_e=0,24$ e para a camada superior a curva ajustada foi

$$\zeta = (0,038 \pm 0,004) + (0,979 \pm 0,006)\zeta_e + (0,043 \pm 0,005)\zeta_e^2 \quad (4.16)$$

com os valores médios $\zeta_e=0,26$ e $\zeta=0,32$.

Os resultados acima mostram que a umidade do ambiente é um fator fundamental na caracterização da estabilidade da camada limite superficial acima da floresta, pois a não inclusão desta leva a uma caracterização muito mais estável da atmosfera do que ela é na realidade. Assim, serão usados nas análises deste trabalho os valores de Rie e ζ_e .

Um outro aspecto dos parâmetros de estabilidade que foi estudado é o da relação entre Rie e ζ_e para as camadas de altura média $z1$ e $z2$, respectivamente. Analisando primeiro a Figura 4.9 nota-se uma

grande dispersão nos dados. Para situações de instabilidade a tendência de Rie diminuir com a diminuição de ζ_e é verificada, porém nas situações de inversão a tendência é de Rie permanecer aproximadamente constante com o aumento de ζ_e . Provavelmente o espalhamento observado nesses resultados seja devido às condições variáveis nos fenômenos de transporte e pela influência da proximidade dos elementos de rugosidade da copa da floresta.

A Figura 4.10 apresenta resultados similares à figura anterior nas situações de instabilidade, mas para as situações de inversão o comportamento de Rie em relação a ζ_e é mais regular. Essa figura mostra uma clara tendência assintótica para um valor aproximadamente 0,1 de Rie quando $\zeta_e \rightarrow \infty$. Este fenômeno é bem documentado na literatura (veja Webb, 1970; Businger et alii, 1971; Monin e Yaglom, 1977) e está associado com a diminuição, ou até mesmo a extinção da turbulência para grandes valores de ζ_e . Uma evidência da diminuição da turbulência são os baixos valores nos transportes de momentum nas horas noturnas, onde as medidas da velocidade de fricção u^* medidas pelo sistema "Hydra" aproxima-se de zero durante a madrugada. Um outro resultado importante nas Figuras 4.9 e 4.10 é com relação aos valores que Rie tendem quando $\zeta_e \rightarrow \infty$. Na camada z_1 , Rie tende a um valor próximo de zero, enquanto que na camada logo acima (z_2) Rie tende a um valor próximo de 0,10. Estes resultados indicam que as medidas estão sendo tomadas na subcamada rugosa e não na subcamada superficial (veja comentários sobre a Figura 4.2), e que provavelmente para camadas mais altas, na subcamada superficial, Rie tenderia ao valor 0,20 quando $\zeta_e \rightarrow \infty$ como é esperado na literatura (Yaglom, 1977; Viswanadham, 1982).

O último aspecto a ser tratado neste item diz respeito a comparação entre os números de Richardson calculados nas camadas z_1 e z_2 (Figura 4.11). Como já foi mencionado antes, o espalhamento nos dados é muito grande, porém a Figura 4.11 mostra que a tendência é ter-se Ric_2 maior que Ric_1 , resultado esse já esperado, pois o afastamento da

superfície permite maiores vórtices turbulentos e esses sendo mais hábeis em misturar a camada de ar diminuem os gradientes verticais de temperatura, de umidade e de vento. Como o número de Richardson é determinado, principalmente pela razão do gradiente de temperatura e o quadrado do gradiente do vento é de se esperar que o número de Richardson aumente com a altura na camada limite superficial, onde o perfil de vento sofre grande variação com a altura. (Pandolfo, 1966).

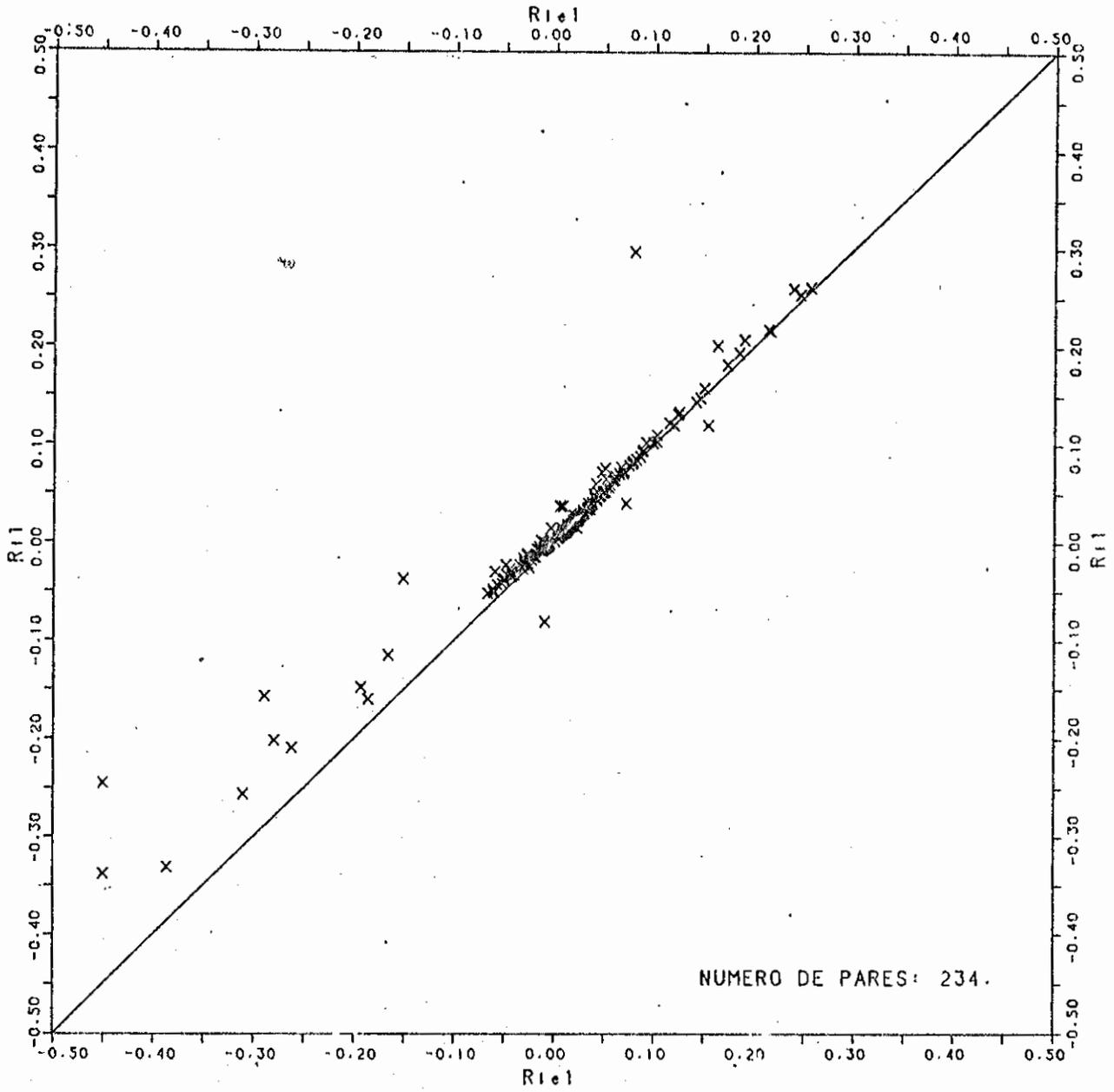


Figura 4.5 - Diagrama R1e1 x R1i1 (camada entre 35,7 e 39,3m)

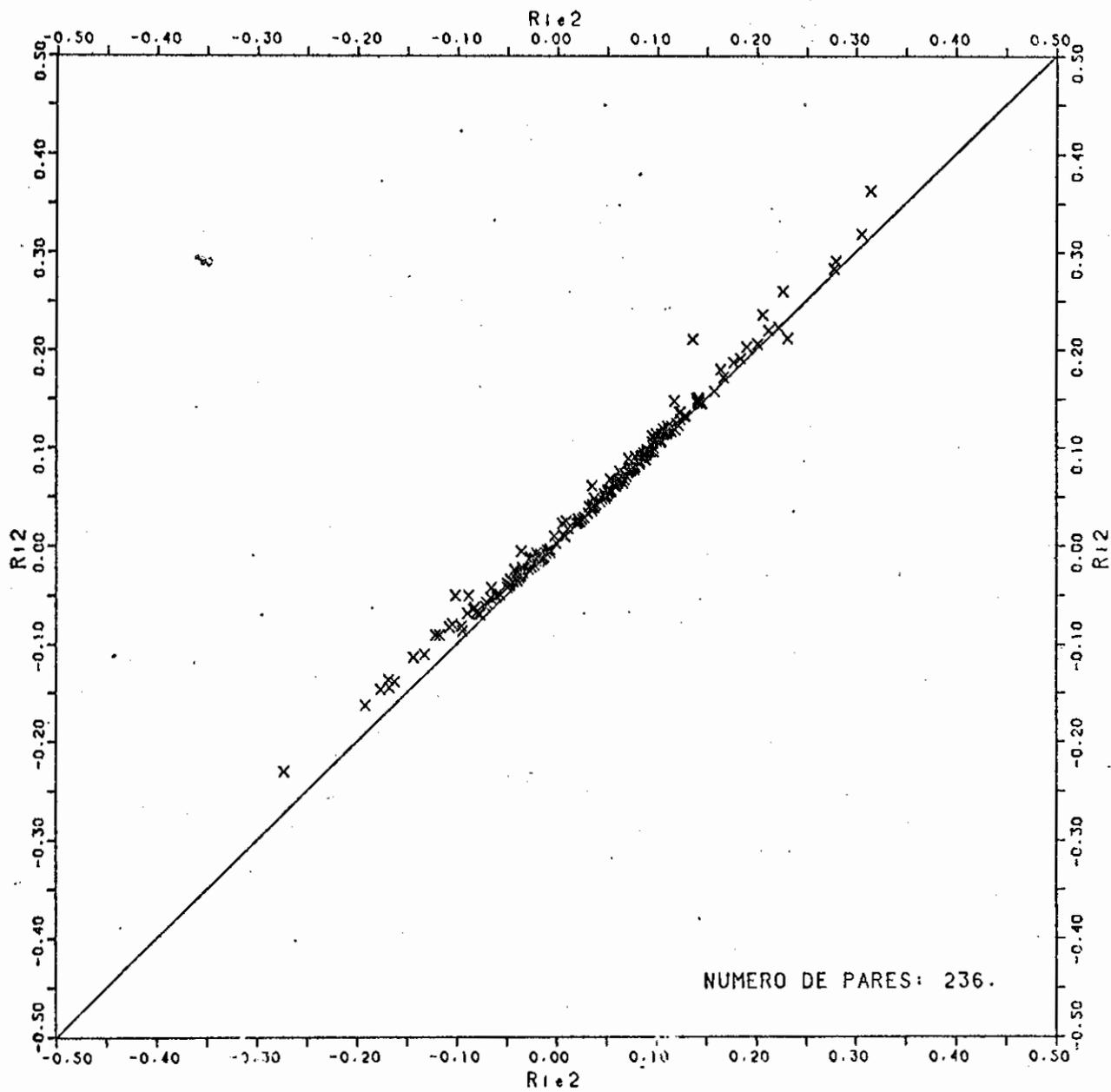


Figura 4.6 -- Diagrama Ri e2 x Ri2 (camada entre 41,0 e 44,7m)

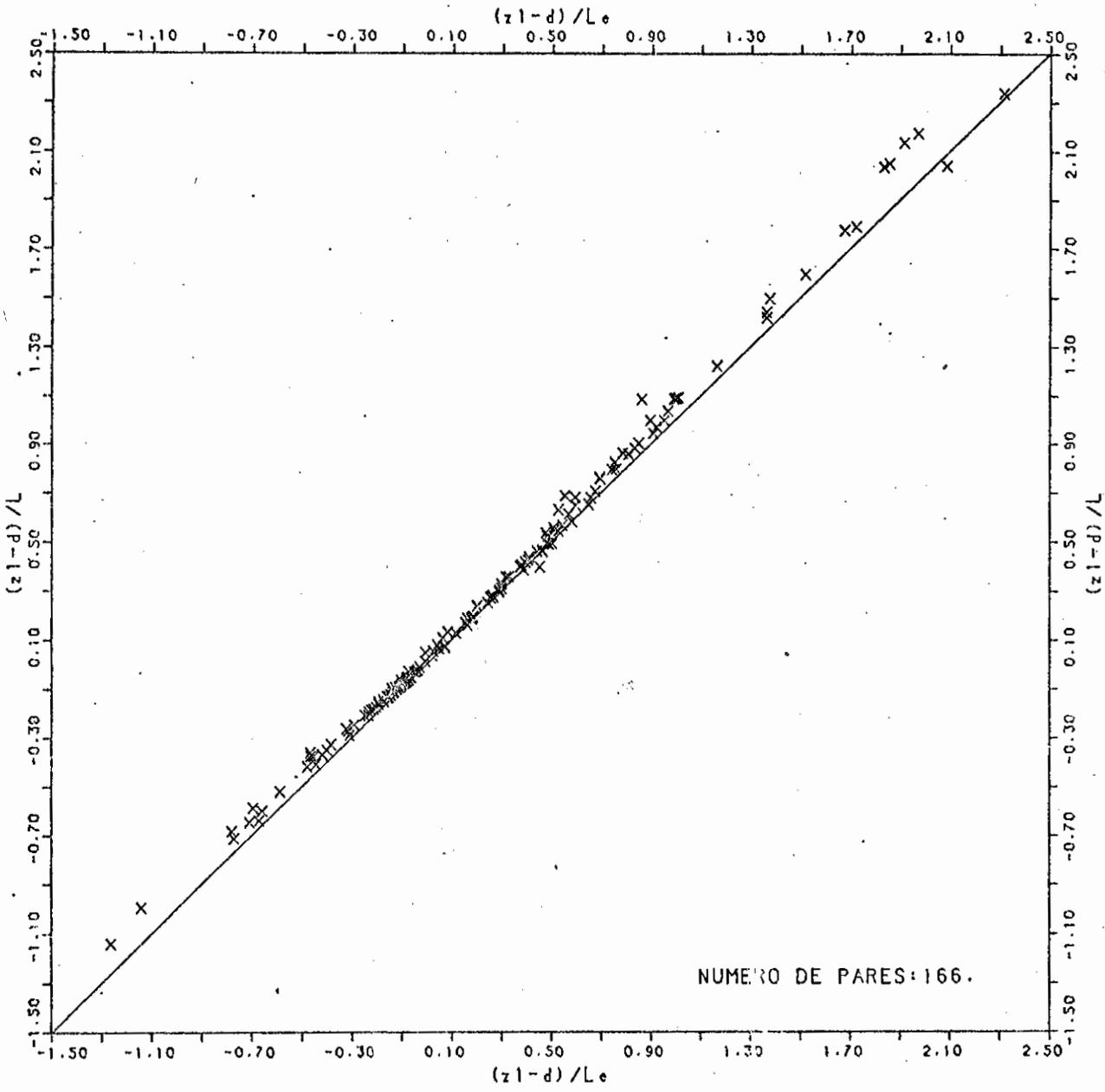


Figura 4.7 - Diagrama τ_{e1} x τ_1 (camada entre 35,7 e 39,3m)

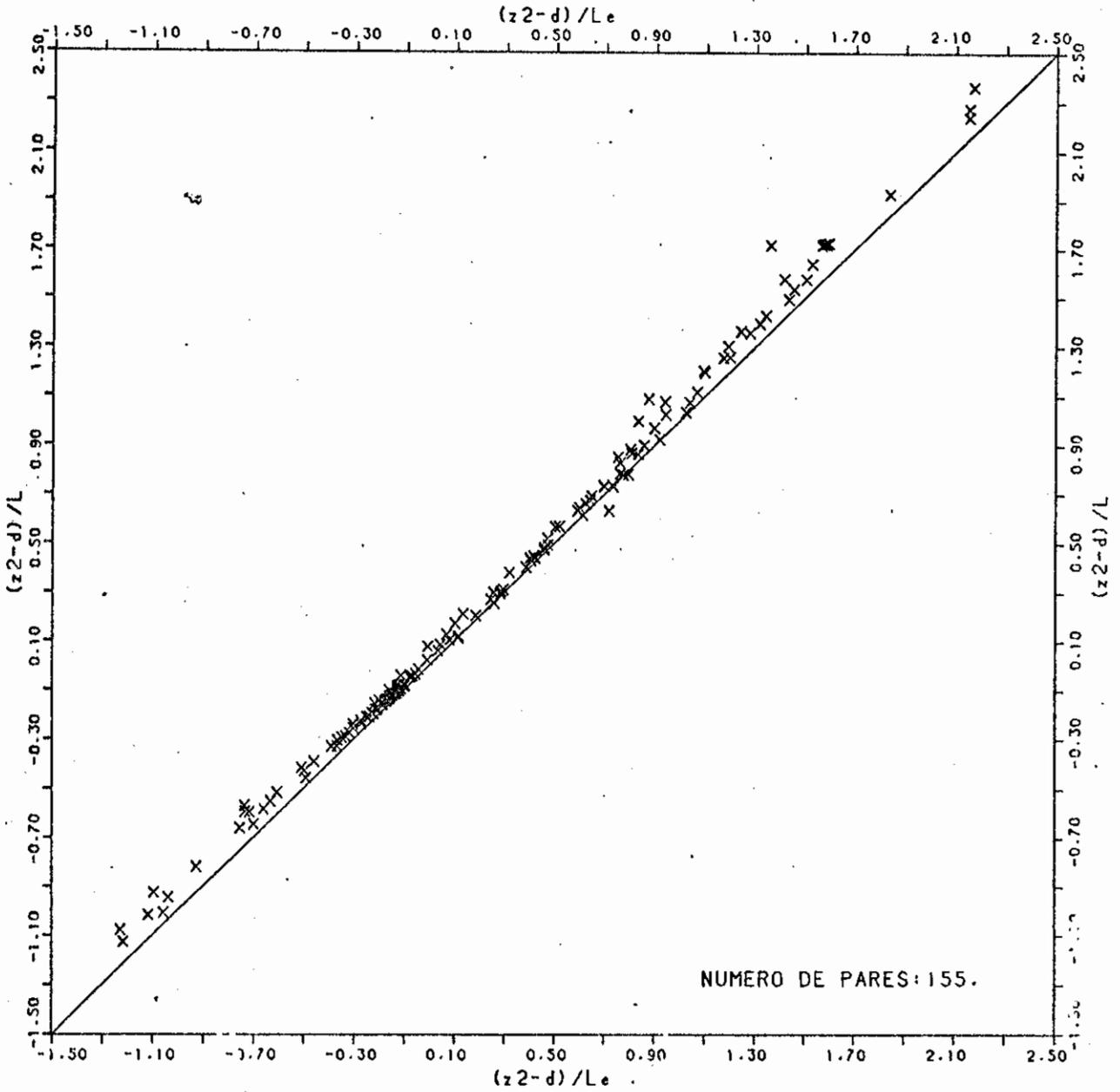


Figura 4.8 - Diagrama $\zeta_{e2} \times \zeta_2$ (camada entre 41,0 e 44,7m)

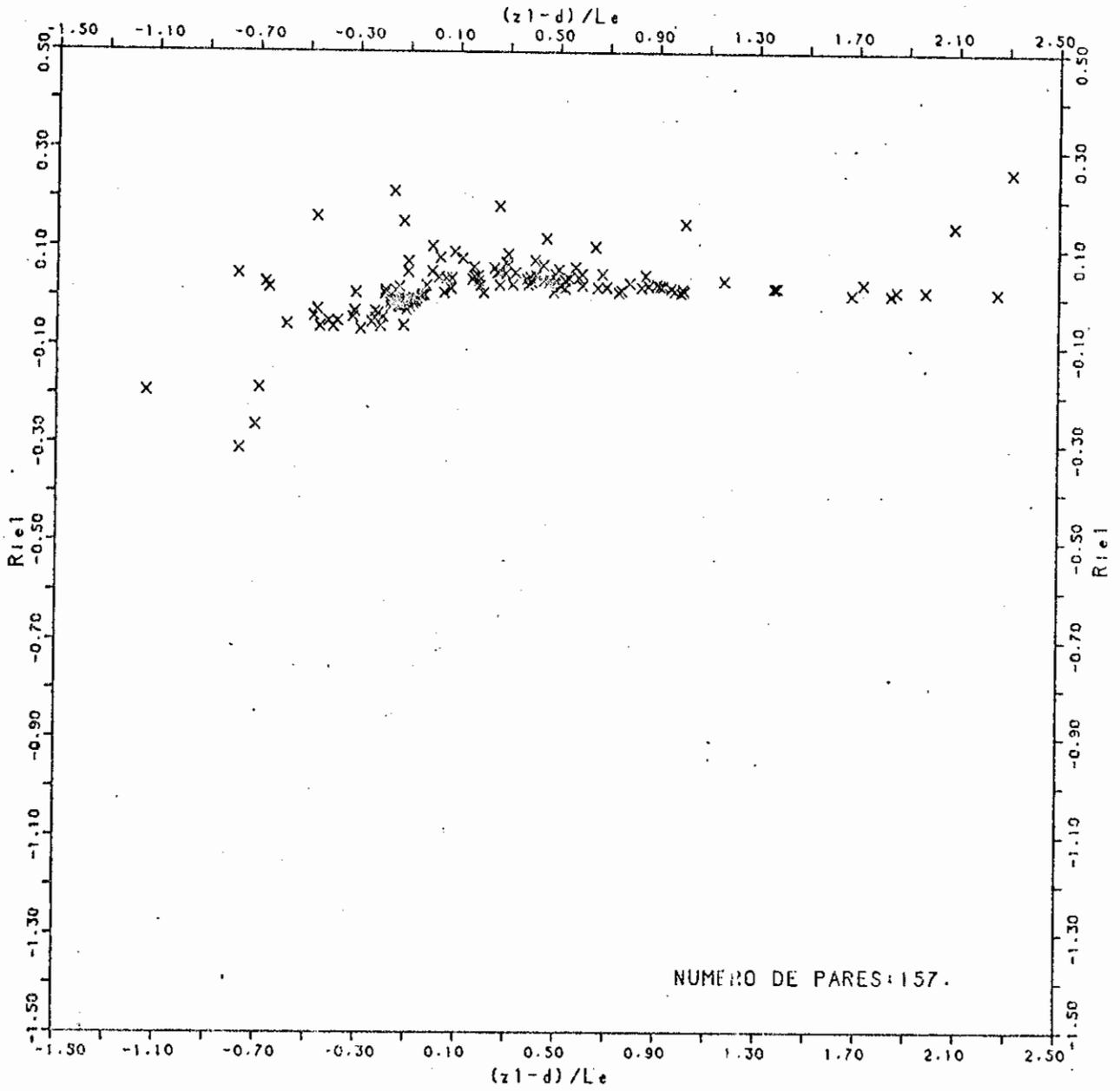


Figura 4.9 - Diagrama τ_{e1} x R_{el} (camada entre 35,7 e 39,3m)

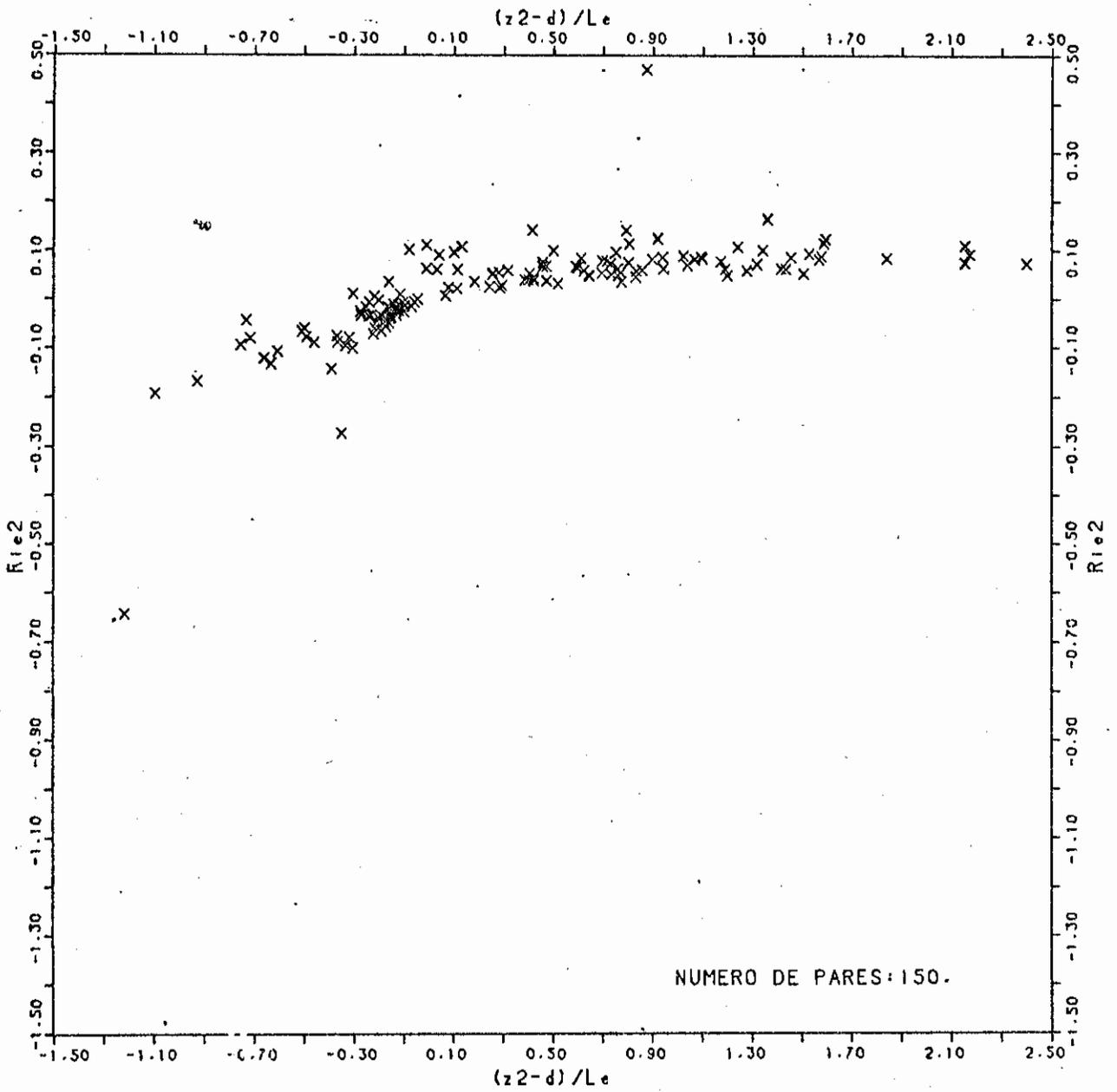


Figura 4.10 - Diagrama τ_{e2} x $Rie2$ (camada entre 41,0 e 44,7m)

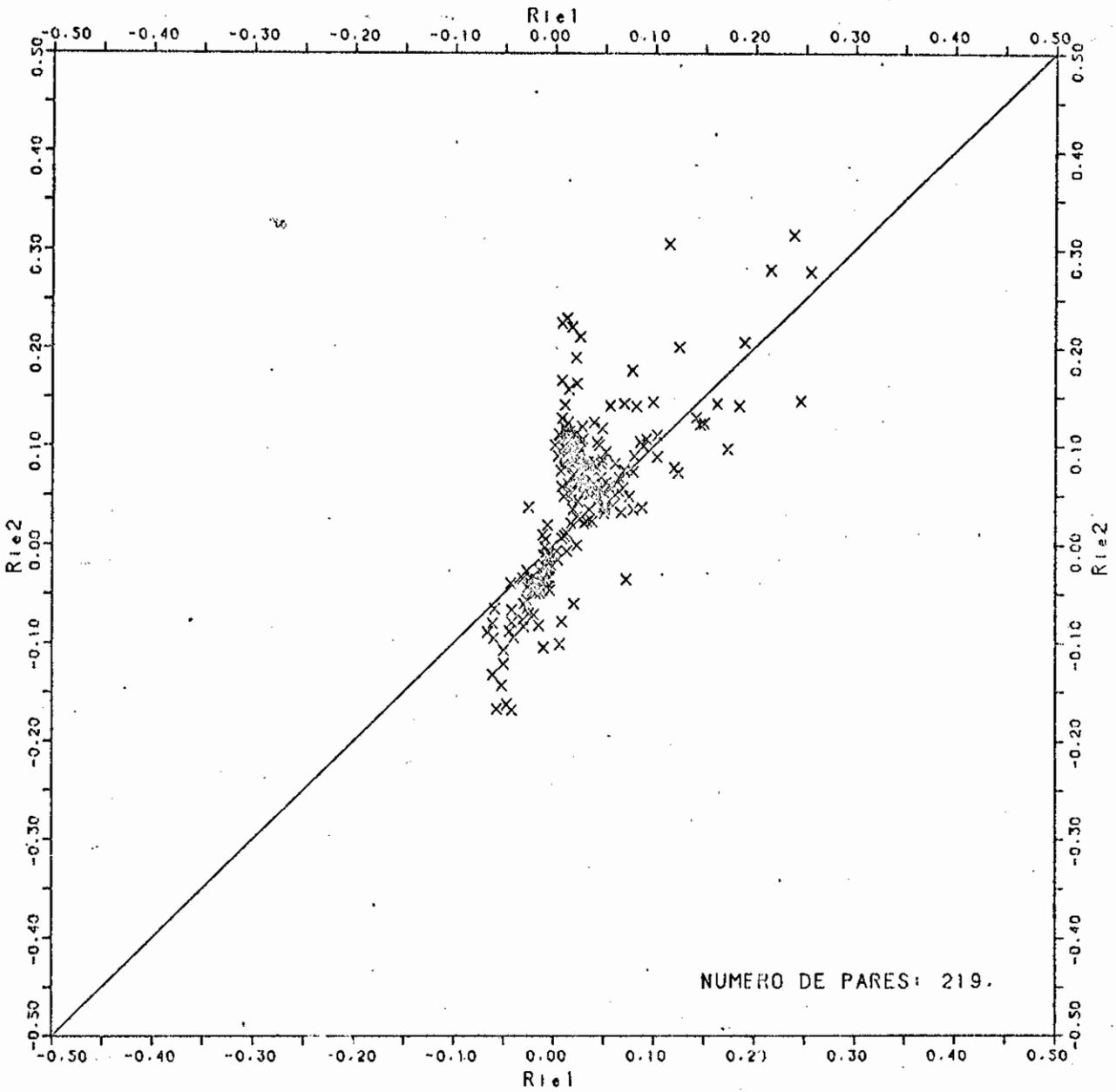


Figura 4.11 - Diagrama Rie1 (camada entre 35,7 e 39,3m) x Rie2 (camada entre 41,0 e 44,7m)

4.3 - As Funções Adimensionais ϕ_m, ϕ_h, ϕ_e e as Razões das Difusividades Turbulentas $K_h/K_m, K_e/K_m$ e K_e/K_h .

Este item é dedicado à apresentação dos resultados para as funções ϕ_m, ϕ_h e ϕ_e e as razões das difusividades turbulentas $K_h/K_m, K_e/K_m$ e K_e/K_h , para as duas camadas em que houve intercâmbio dos sensores de temperatura e umidade, a saber: a camada entre os níveis 35,69 e 39,33m, representada pela altura média $z_1=37,77m$ e chamada de camada 1, e a camada entre os níveis 41,04 e 44,66m, representada pela altura média $z_2=42,81$ e chamada de camada 2.

As funções adimensionais e as razões das difusividades turbulentas são apresentadas pelos seus valores médios e desvios padrões segundo as classes de estabilidade que são definidas mais à frente, tanto para o número de Richardson de gradiente Rie como para o parâmetro de estabilidade de Monin e Obukhov $\zeta_e=(z-d)/L_e$, os quais, a partir daqui, serão referenciados como Ri e ζ . A média e o desvio padrão também são obtidos para os próprios parâmetros de estabilidade em cada uma das classes.

Foi utilizado para o cálculo das funções adimensionais a equação genérica:

$$\frac{k(z-d)}{S^*} \frac{\partial S}{\partial z} = \phi_\varepsilon \quad (4.17)$$

com S^* sendo obtido das medidas dos fluxos turbulentos, $k=0,41$ segundo sugestão de Garratt (1978) e $d=d_m=d_h=d_e=29m$ obtido da análise dos perfis de vento e fluxos de momentum (foi usado o mesmo valor para d_h e d_e porque não houve medidas independentes destes parâmetros).

O gradiente vertical da propriedade $S(u, \theta$ ou $q)$ é aproximado por (Dyer, 1967)

$$\frac{\partial S}{\partial z} = \frac{S_2 - S_1}{\bar{z} \ln\left(\frac{z_2 - d}{z_1 - d}\right)} \quad (4.18)$$

com z sendo dado pela média geométrica. Assim o valor de ϕ_s é dado por

$$\phi_s = \frac{k(S_2 - S_1)}{S^* \ln \left(\frac{z_2 - d}{z_1 - d} \right)} \quad (4.19)$$

Esta relação pode ser usada para uma forma de perfil não logarítmica, resultando erros muito pequenos no valor do gradiente (Garratt, 1978). O parâmetro S^* é estimado a partir das medidas dos fluxos pela técnica de correlação de vórtices, como é mostrado na seção 2.4 para as escalas de velocidade u^* , de temperatura potencial θ^* e de umidade q^* .

Os valores de ϕ_m , ϕ_h e ϕ_e são calculados para as camadas 1-3 e 4-6 e apresentados em função dos parâmetros ζ e Ri . Neste caso são feitas médias dos parâmetros calculados em classes de estabilidade pré-definidas, a saber:

a) Classes de estabilidade definidas pelo parâmetro Ri :

- A $-2,000 < Ri < -1,001$
- B $-1,000 < Ri < -0,501$
- C $-0,500 < Ri < -0,201$
- D $-0,200 < Ri < -0,101$
- E $-0,100 < Ri < -0,061$
- F $-0,060 < Ri < -0,031$
- G $-0,030 < Ri < -0,014$
- H $-0,013 < Ri < -0,007$
- I $-0,006 < Ri < 0,006$
- J $0,007 < Ri < 0,013$
- K $0,014 < Ri < 0,020$
- L $0,021 < Ri < 0,030$

M	$0,031 < Ri < 0,060$
N	$0,061 < Ri < 0,100$
O	$0,101 < Ri < 0,150$
P	$0,151 < Ri < 0,200$

b) Classes de estabilidade definidas pelo parâmetro $\zeta=(z-d)/L$:

A	$-10,00 < \zeta < - 5,01$
B	$- 5,00 < \zeta < - 2,01$
C	$- 2,00 < \zeta < - 1,01$
D	$- 1,00 < \zeta < - 0,51$
E	$- 0,50 < \zeta < - 0,21$
F	$- 0,20 < \zeta < - 0,11$
G	$- 0,10 < \zeta < - 0,06$
H	$- 0,05 < \zeta < - 0,01$
I	$0,01 < \zeta < 0,05$
J	$0,06 < \zeta < 0,10$
K	$0,11 < \zeta < 0,20$
L	$0,21 < \zeta < 0,50$
M	$0,51 < \zeta < 1,00$

Na apresentação dos resultados em forma gráfica são desenhadas, juntamente com os valores médios e desvios padrões dos ϕ_s nas classes de estabilidade definidas acima, curvas já estabelecidas e bem aceitas dos gradientes adimensionais de estabilidade obtidos de experimentos realizados sobre superfícies lisas, a saber:

a) para $\zeta=z/L$ (Dyer, 1974)

$$\phi_m(\zeta) = (1 - 16\zeta)^{-1/4} \quad (4.20)$$

$$\phi_e(\zeta) = \phi_h(\zeta) = (1 - 16\zeta)^{-1/2} \quad (4.21)$$

para perfis em condições de instabilidade, ou $-5 < \zeta < 0$. E

$$\phi_e(\zeta) = \phi_h(\zeta) = \phi_m(\zeta) = 1 + 5\zeta \quad (4.22)$$

para condições de estabilidade, com $0 < \zeta < 1$.

b) para Ri

$$\phi_m(\text{Ri}) = (1 - 16\text{Ri})^{-1/4} \quad (4.23)$$

$$\phi_e(\text{Ri}) = \phi_h(\text{Ri}) = (1 - 16\text{Ri})^{-1/2} \quad (4.24)$$

quando Ri é negativo, ou seja, para condições de instabilidade (Paulson, 1970) e

$$\phi_e = \phi_h = \phi_m = (1 + 5\text{Ri})^{-1} \quad (4.25)$$

quando Ri positivo, ou seja, para condições de estabilidade (Webb, 1970).

As razões das difusividades turbulentas foram calculadas a partir dos resultados das funções ϕ_m , ϕ_h e ϕ_e pelas expressões

$$\frac{K_h}{K_m} = \frac{\phi_m}{\phi_h} \quad ; \quad \frac{K_e}{K_m} = \frac{\phi_m}{\phi_e} \quad \text{e} \quad \frac{K_e}{K_h} = \frac{\phi_h}{\phi_e} \quad (4.26)$$

que são apresentadas em função da variação dos parâmetros de estabilidade Ri e ζ , através de valores e desvios padrões para classes de esta-

bilidade, de maneira similar à decrita para as funções adimensionais ϕ_s .

Feitos esses comentários passar-se-á a apresentar os resultados na forma de figuras e tabelas juntamente com as curvas semi-empíricas válidas para uma subcamada superficial, as quais foram definidas na seção 4.3. Assim na Figura 4.12 e Tabela 4.6 a função adimensional para momentum ϕ_m é mostrada com a variação de Ri , e na Figura 4.13 e na Tabela 4.7 ϕ_m é mostrada com a variação de ζ . ϕ_{m1} e ϕ_{m2} representam a função ϕ_m nas camadas 1 e 2, respectivamente, e ϕ_m^* representa o valor esperado de ϕ_m acima de uma superfície lisa. Nota-se nessas figuras que ϕ_m foi sempre superior, exceto para condições altamente estáveis, aos valores encontrados acima de superfícies com pouca rugosidade, e que existe grande espalhamento nos valores dessa função em condições de inversão, ocorrendo o contrário em situações de instabilidade.

O comportamento da função ϕ_m com a variação de ζ é semelhante àquele esperado para escoamentos acima de superfícies pouco rugosas. Em situações de instabilidade e próximas da neutralidade $\phi_{m1} \approx 1,6\phi_m^*$ e $\phi_{m2} \approx 2\phi_m^*$, mas em situações de inversão, embora o comportamento de ϕ_m com relação a ζ seja linear o coeficiente angular da reta é menor nas duas camadas. Quando o parâmetro de estabilidade foi Ri os valores de ϕ_{m1} e ϕ_{m2} não sofreram grandes desvios em relação a ϕ_m^* nas situações de instabilidade. Em situações de neutralidade pode-se dizer que os valores de ϕ_{m1} e ϕ_{m2} estão bastante próximos daqueles obtidos para $\zeta=0$, ou seja, $\phi_{m1} \approx 1,6\phi_m^*$ e $\phi_{m2} \approx 2\phi_m^*$. Quanto às condições de inversão o comportamento de ϕ_{m1} não apresenta um padrão regular, mas ϕ_{m2} ajusta-se bem a uma reta Figura 4.12b.

Na literatura são encontrados valores de ϕ_m , acima de florestas, bem menores que aqueles determinados neste trabalho. Para a floresta de Thetford, East Anglia, Raupach (1979) encontrou $\phi_m(0) \approx 1$, enquanto para uma savana na Austrália Garratt (1980) sugere que $\phi_m(0) \approx 1$.

na subcamada superficial e que $\phi = 0,5 \cdot \phi_m^*(\zeta) \exp(0,7 z/z^*)$ na subcamada rugosa, em condições de neutralidade.

A Figura 4.14 e a Tabela 4.8 mostram os valores determinados para a função adimensional de calor ϕ_h em relação a Ri , e a Figura 4.15 e a Tabela 4.9 em relação a ζ . Para as camadas 1 e 2 a função tornar-se-á ϕ_{h1} e ϕ_{h2} , respectivamente, e ϕ_h^* representará ϕ_h típico de superfícies lisas. Nas situações de instabilidade ϕ_{h1} não ultrapassa o valor 0,32, enquanto $\phi_{h1}(Ri) < \phi_m^*$ têm-se $\phi_{h2}(\zeta) = \phi_h^*$. Para as situações de inversão $\phi_{h1}(Ri) < \phi_h^*$ e $\phi_{h2}(Ri) = \phi_h^*$, porém tanto ϕ_{h1} como ϕ_{h2} podem ser bem ajustados por retas, enquanto ϕ_{h1} e ϕ_{h2} não apresentam um padrão regular com a variação de ζ . Em casos de neutralidade os valores inferidos são $\phi_{h1}(0) = 0,35$ e $\phi_{h2}(0) = 0,8$.

As Figuras 4.16 e 4.17 e as Tabelas 4.10 e 4.11 mostram que o comportamento da função ϕ_e é bastante similar ao comportamento da função ϕ_h , e pode-se inferir delas que $\phi_{e1}(0) = 0,4$ e $\phi_{e2}(0) = 0,9$.

O comportamento similar das funções adimensionais de calor sensível ϕ_h e das funções adimensionais de vapor d'água ϕ_e tem sido obtido na maioria dos experimentos micrometeorológicos (Yaglom, 1977), tanto acima de superfícies "lisas" (Pruitt et alii, 1973) como acima de superfícies rugosas (Raupach e Thom, 1981), ainda o valor crescente das funções ϕ_m , ϕ_h e ϕ_e com o afastamento da superfície, observado aqui, está coerente com os resultados de Garratt (1978; 1980).

De maneira geral observa-se que essas funções apresentam um comportamento linear em relação a Ri em condições de inversão (exceto na Figura 4.12a). Porém, com relação a ζ esse comportamento só é observado para a função ϕ_m , sendo que ϕ_h e ϕ_e não apresentam um padrão regular, nessas condições.

O próximo passo é descrever como as razões das difusividades turbulentas se comportam com a estabilidade. Como os valores das razões das difusividades turbulentas foram obtidos a partir dos valores das funções adimensionais ϕ para momentum, calor e vapor d'água elas

incorporaram a dependência com a altura, com as situações de instabilidade e de inversão, e quanto ao comportamento diferenciado em relação aos parâmetros de estabilidade, Ri e ζ , já mencionada. Assim serão apresentadas dando-se ênfase às variações de altura, isto é, camadas 1 e 2, às condições de estabilidade, ou seja instabilidade ou estabilidade e depois à resposta diferenciada quando são usados Ri ou ζ . No final desta seção são apresentadas as Tabelas 4.18 a 4.20 que trazem, respectivamente, os valores médios, por classes de estabilidade, dos coeficientes de difusividade turbulenta de momentum (K_m), de calor sensível (K_h) e de vapor d'água (K_e). Estes coeficientes foram calculados a partir das equações de difusão local (veja seção 2.1).

Para a camada 1 o valor de K_h/K_m é maior do que 5 em condições de instabilidade e não apresenta um comportamento regular em condições de inversão, embora, na média K_h/K_m apresente um valor menor que 3. É interessante notar que o comportamento de K_h/K_m nesta camada apresentou configuração oposta em relação a Ri e ζ em condições de inversão. Enquanto K_h/K_m varia de 5 até um valor menor do que 1 para Ri variando de 0 a 0,18 ela varia de aproximadamente 2 até 5 para uma variação de ζ de 0,03 até 0,68. Na camada 2 o valor de K_h/K_m está em torno de 3,8 para condições de instabilidade e de 2,4 para condições de inversão, não apresentando diferenças significativas com relação aos parâmetros Ri e ζ . O valor da razão K_h/K_m aumenta com a proximidade da copa florestal. Esses resultados estão nas Figuras 4.18 e 4.19 e nas Tabelas 4.12 e 4.13.

As Figuras 4.20 e 4.21 e as Tabelas 4.14 e 4.15 são relativas à razão K_e/K_m , ou seja, razão entre as difusividades turbulentas de vapor d'água e de momentum. Na camada 1 K_e/K_m apresentou valores próximos de 4 em condições de instabilidade e valores próximos de 3,5 em condições de inversão, enquanto na camada 2 esses valores foram de 3,5 e 3,4, respectivamente. Não foi constatada diferença acentuada no comportamento de K_e/K_m quando essa razão foi analisada com relação aos

parâmetros de estabilidade Ri e τ .

Por último, é apresentada a razão entre as difusividades turbulentas para vapor d'água e para calor sensível, K_e/K_h , Figuras 4.22 e 4.23 e Tabelas 4.16 e 4.17. Na camada 1 K_e/K_h apresentou um valor em torno de 0,7 em condições de instabilidade, tanto para Ri como para τ , enquanto em condições de inversão K_e/K_h foi de 1,7 para Ri e de 1,5 para τ . Na camada 2 o comportamento de K_e/K_h apresentou valores de 0,9 em condições de instabilidade, tanto para Ri como para τ . Em situações de inversão o valor de K_e/K_h foi 1,5 quando se usou o parâmetro Ri e 1,3 quando do uso de τ .

Os resultados apresentados acima mostram que na camada mais próxima da copa florestal o transporte turbulento de calor sensível é mais eficiente que o transporte turbulento de momentum (por um fator 5) e também mais eficiente que o transporte de vapor d'água (por um fator 1,4), em condições de instabilidade atmosférica. Em situações de inversão tem-se $K_h > 3K_m$ e $K_h = 0,6K_e$ nesta camada. Na camada 2, mais afastada da copa, os valores médios obtidos foram $K_h = 3,8K_m$ e $K_h = 1,1K_e$ em situações de instabilidade e $K_h = 2,4K_m$ e $K_h = 0,7K_e$ em condições de inversão.

Os valores encontrados na literatura para as razões K_h/K_m e K_e/K_m acima de superfícies vegetadas de porte alto diferem daqueles obtidos acima de superfícies "lisas" por um fator entre 2 e 2,5 (veja Thom et alii, 1975; Garratt, 1978; Raupach, 1979), porém os resultados deste trabalho mostram que esse fator é maior. Os aspectos físicos que levam a essas diferenças discutidas acima necessitam de uma avaliação mais profunda, usando uma quantidade de dados maior (outras campanhas), procurando também quantificar a influência da floresta como uma superfície fisicamente ativa. Na próxima seção são analisadas as possíveis fontes de erro nestes resultados e alguns mecanismos que podem gerar essas anomalias nas relações fluxo-gradiente acima de superfícies de vegetação de porte alto.

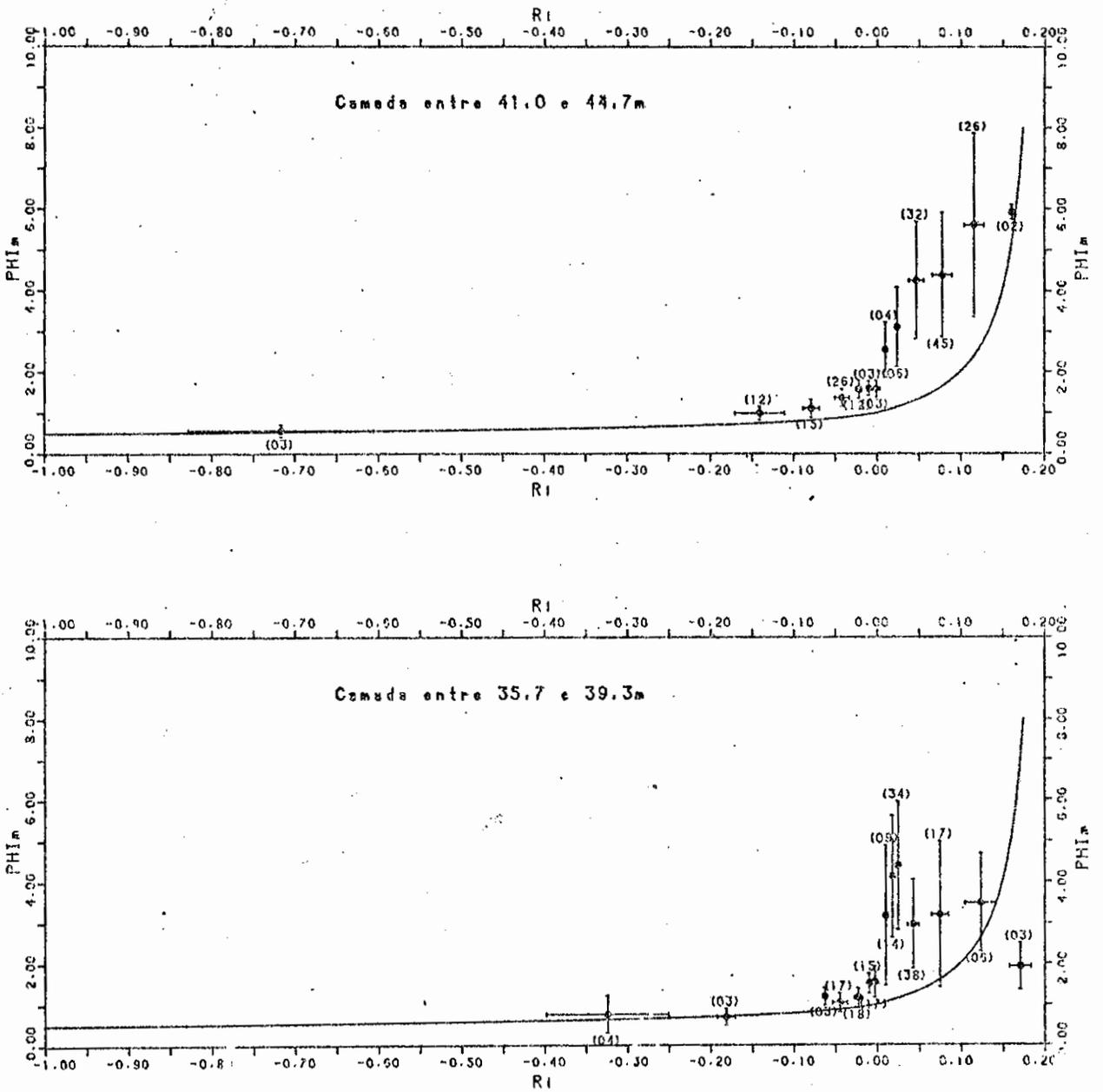


Figura 4.12 -- Variação da função adimensional de momentum ϕ_m com o número de Richardson de gradiente Ri. As barras horizontais mostram o desvio padrão em Ri e as verticais os em ϕ_m .

TABELA 4.6

VARIAÇÃO DE ϕ_m COM R1 .

Ri	DESVIO PADRÃO	ϕ_m	DESVIO PADRÃO	NÚMERO PERFIS
<u>CAMADA 1</u>				
-0,325	0,074	0,76	0,46	04
-0,182	0,011	0,69	0,21	03
-0,063	0,002	1,19	0,21	03
-0,045	0,009	1,04	0,23	17
-0,023	0,005	1,16	0,24	18
-0,010	0,002	1,51	0,24	15
-0,003	0,004	1,55	0,38	17
0,010	0,002	3,17	1,71	09
0,018	0,002	4,12	1,48	14
0,025	0,003	4,39	1,56	34
0,043	0,007	2,96	1,78	38
0,075	0,010	3,20	1,78	17
0,124	0,019	3,49	1,19	06
0,171	0,013	1,93	0,57	03
<u>CAMADA 2</u>				
-0,717	0,111	0,56	0,15	03
-0,141	0,030	0,99	0,16	12
-0,079	0,010	1,11	0,22	15
-0,042	0,009	1,37	0,22	26
-0,022	0,004	1,58	0,22	12
-0,010	0,002	1,60	0,17	03
-0,001	0,005	1,59	0,20	03
0,010	0,002	2,55	0,68	04
0,024	0,002	3,11	0,98	06
0,047	0,009	4,26	1,44	32
0,078	0,012	4,39	1,52	45
0,116	0,012	5,62	2,25	26
0,161	0,003	5,93	0,17	02

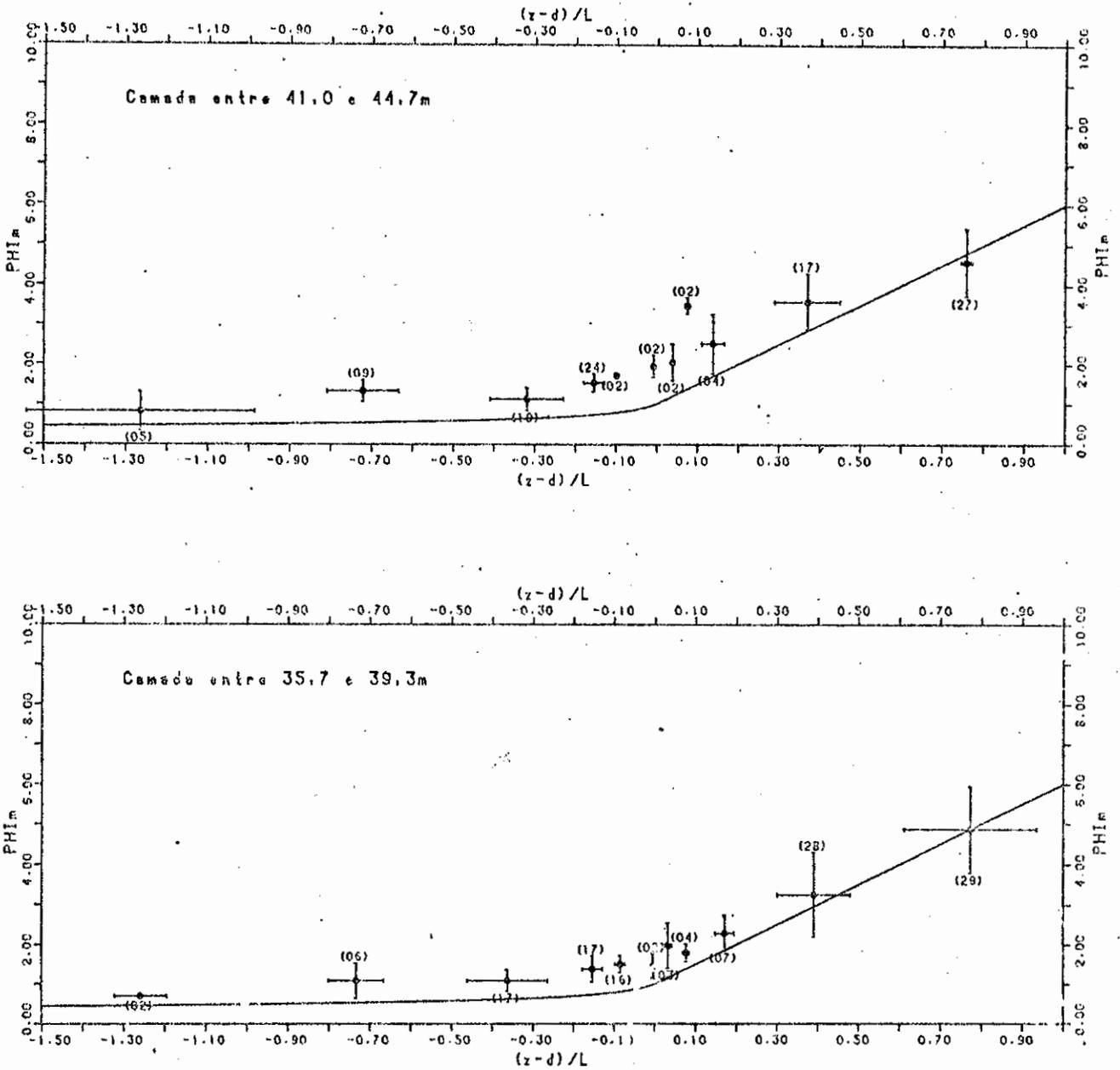


Figura 4.13 - Variação da função adimensional de momentum ϕ_m com o parâmetro de estabilidade de Monin e Obukhov ζ . As barras horizontais mostram o desvio padrão em ζ e as verticais os em ϕ_m .

TABELA 4. 7

VARIAÇÃO DE ϕ_m COM ζ .

ζ	DESVIO PADRÃO	ϕ_m	DESVIO PADRÃO	NÚMERO PERFIS
CAMADA 1				
-1,258	0,064	0,70	0,06	02
-0,733	0,068	1,09	0,44	06
-0,362	0,099	1,09	0,27	17
-0,153	0,025	1,38	0,33	17
-0,085	0,012	1,51	0,22	16
-0,005	0,000	1,46	0,31	02
0,032	0,010	1,98	0,57	03
0,077	0,008	1,80	0,22	04
0,171	0,023	2,29	0,44	07
0,390	0,090	3,25	1,05	28
0,773	0,162	4,87	1,07	29
CAMADA 2				
-1,263	0,279	0,82	0,48	05
-0,721	0,088	1,32	0,27	09
-0,319	0,090	1,12	0,28	19
-0,154	0,025	1,53	0,22	24
-0,099	0,001	1,71	0,07	02
-0,008	0,001	1,95	0,28	02
0,039	0,005	2,05	0,46	02
0,075	0,006	3,49	0,20	02
0,198	0,028	2,52	0,75	04
0,370	0,081	3,59	0,70	17
0,759	0,013	4,58	0,84	27

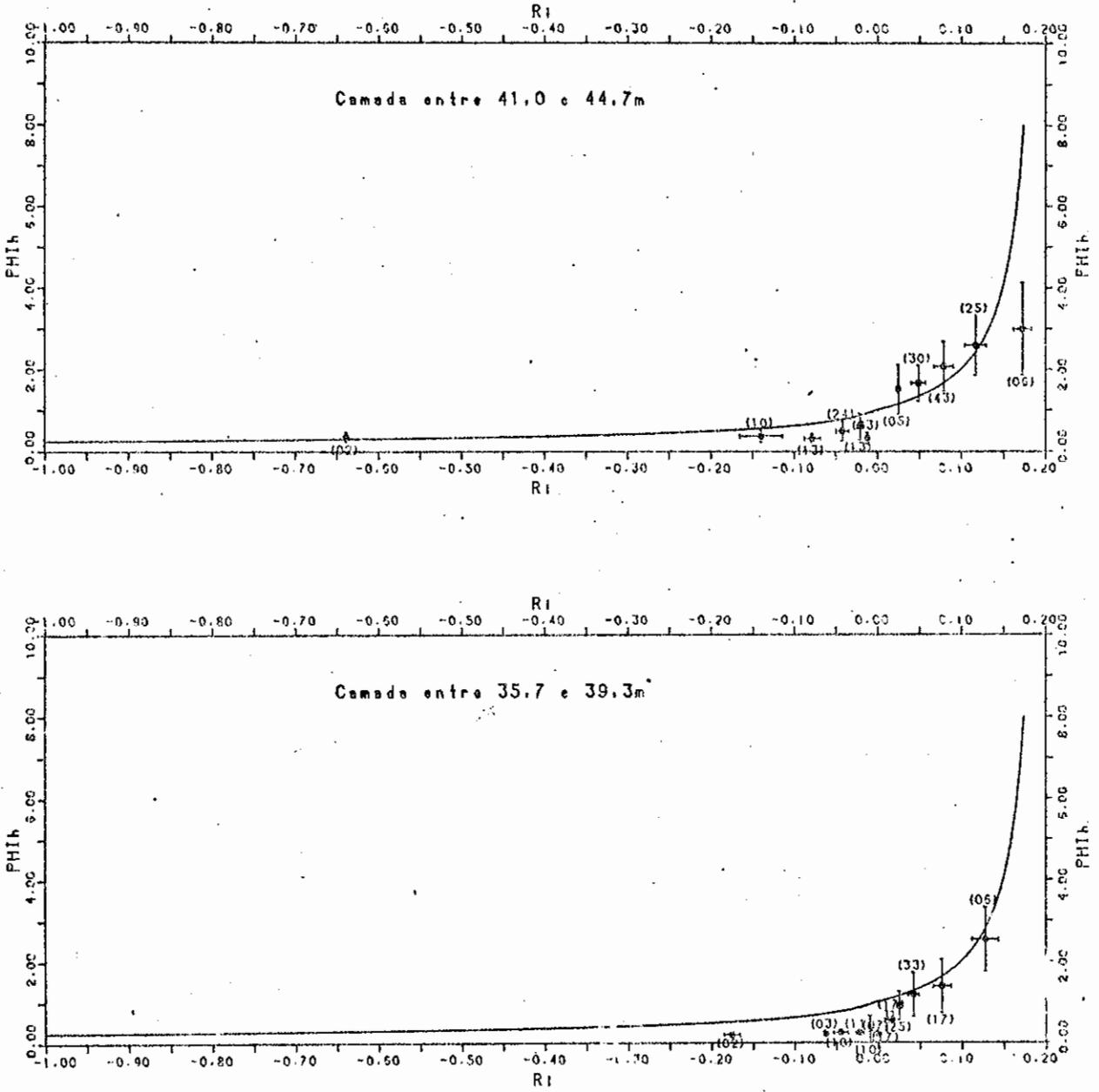


Figura 4.14 - Variação da função adimensional de calor ϕ_h com Ri .
As barras horizontais mostram o desvio padrão em Ri e as verticais os em ϕ_h .

TABELA 4.8

VARIAÇÃO DE ϕ_h COM Ri.

Ri	DESVIO PADRÃO	ϕ_h	DESVIO PADRÃO	NÚMERO PERFIS
CAMADA 1				
-0,176	0,010	0,19	0,03	02
-0,063	0,002	0,22	0,06	03
-0,045	0,009	0,24	0,07	10
-0,022	0,005	0,24	0,04	11
-0,010	0,001	0,32	0,33	10
-0,001	0,005	0,21	0,03	07
0,010	0,002	0,53	0,24	17
0,017	0,002	0,56	0,19	17
0,025	0,003	0,90	0,35	25
0,042	0,007	1,18	0,54	33
0,076	0,011	1,39	0,66	17
0,128	0,016	2,54	0,78	06
CAMADA 2				
-0,639	0,003	0,34	0,12	02
-0,140	0,026	0,37	0,15	10
-0,078	0,010	0,31	0,11	13
-0,042	0,008	0,49	0,24	24
-0,021	0,004	0,60	0,32	13
-0,012	0,001	0,32	0,14	03
0,025	0,002	1,51	0,60	05
0,049	0,009	1,66	0,44	30
0,079	0,012	2,08	0,61	43
0,117	0,013	2,60	0,74	25
0,173	0,011	3,00	1,13	06

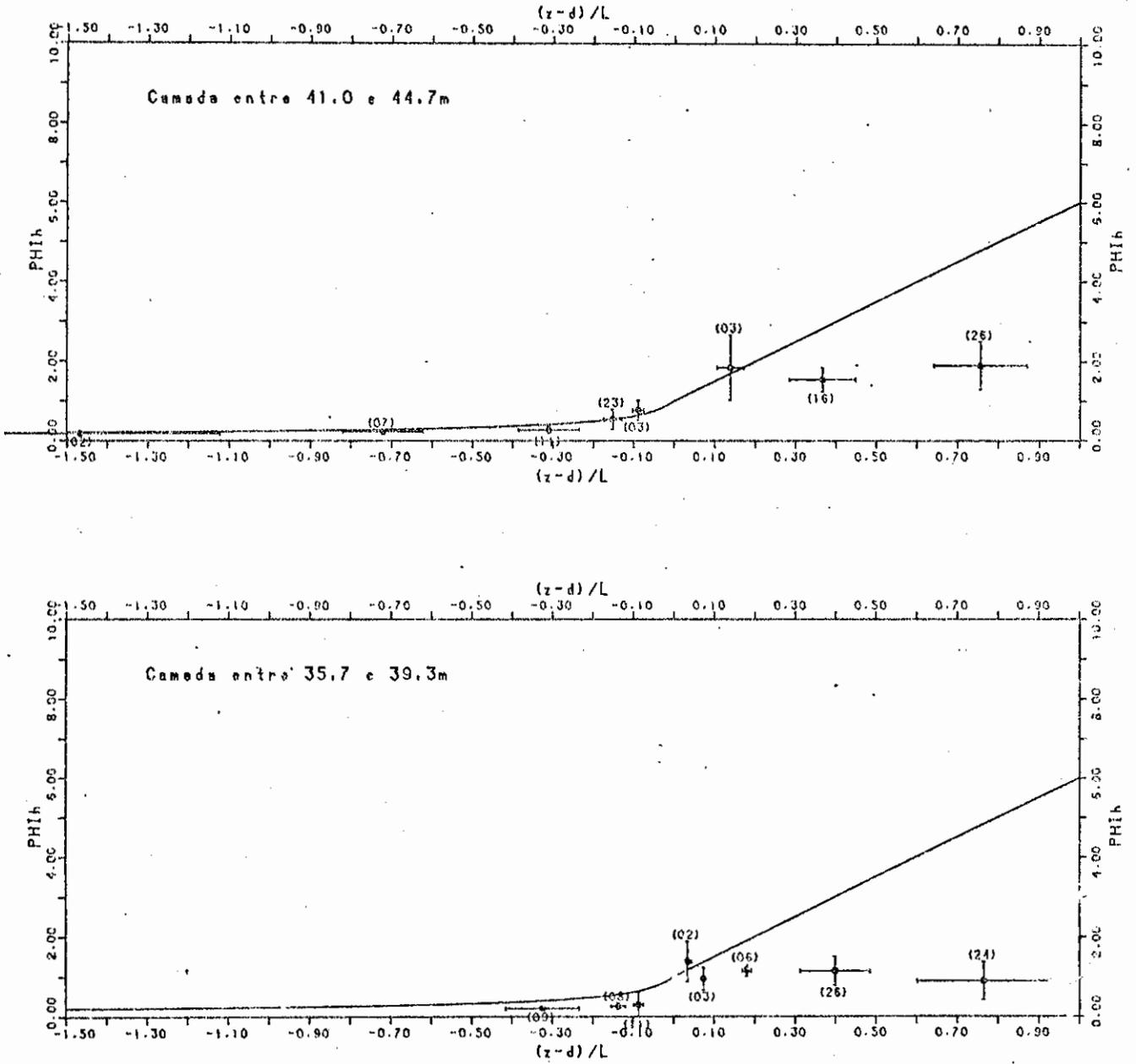


Figura 4.15 -- Variação da função adimensional de calor ϕ_h com τ .
As barras horizontais mostram o desvio padrão em τ e as verticais os em ϕ_h .

TABELA 4.9

ζ	VARIACÃO DE ϕ_h		COM	ζ
	DESVIO PADRÃO	ϕ_h	DESVIO PADRÃO	NÚMERO PERFIS
CAMADA 1				
-0,325	0,091	0,21	0,04	09
-0,137	0,018	0,26	0,08	08
-0,087	0,012	0,30	0,32	11
0,034	0,011	1,39	0,50	02
0,074	0,004	0,96	0,28	03
0,180	0,012	1,17	0,15	06
0,399	0,087	1,15	0,36	26
0,766	0,164	0,90	0,48	24
CAMADA 2				
-1,466	0,344	0,18	0,03	02
-0,721	0,099	0,23	0,05	07
-0,310	0,076	0,27	0,10	11
-0,152	0,023	0,54	0,25	23
-0,089	0,014	0,77	0,25	03
0,139	0,033	1,85	0,82	03
0,367	0,083	1,55	0,30	16
0,757	0,115	1,91	0,60	26

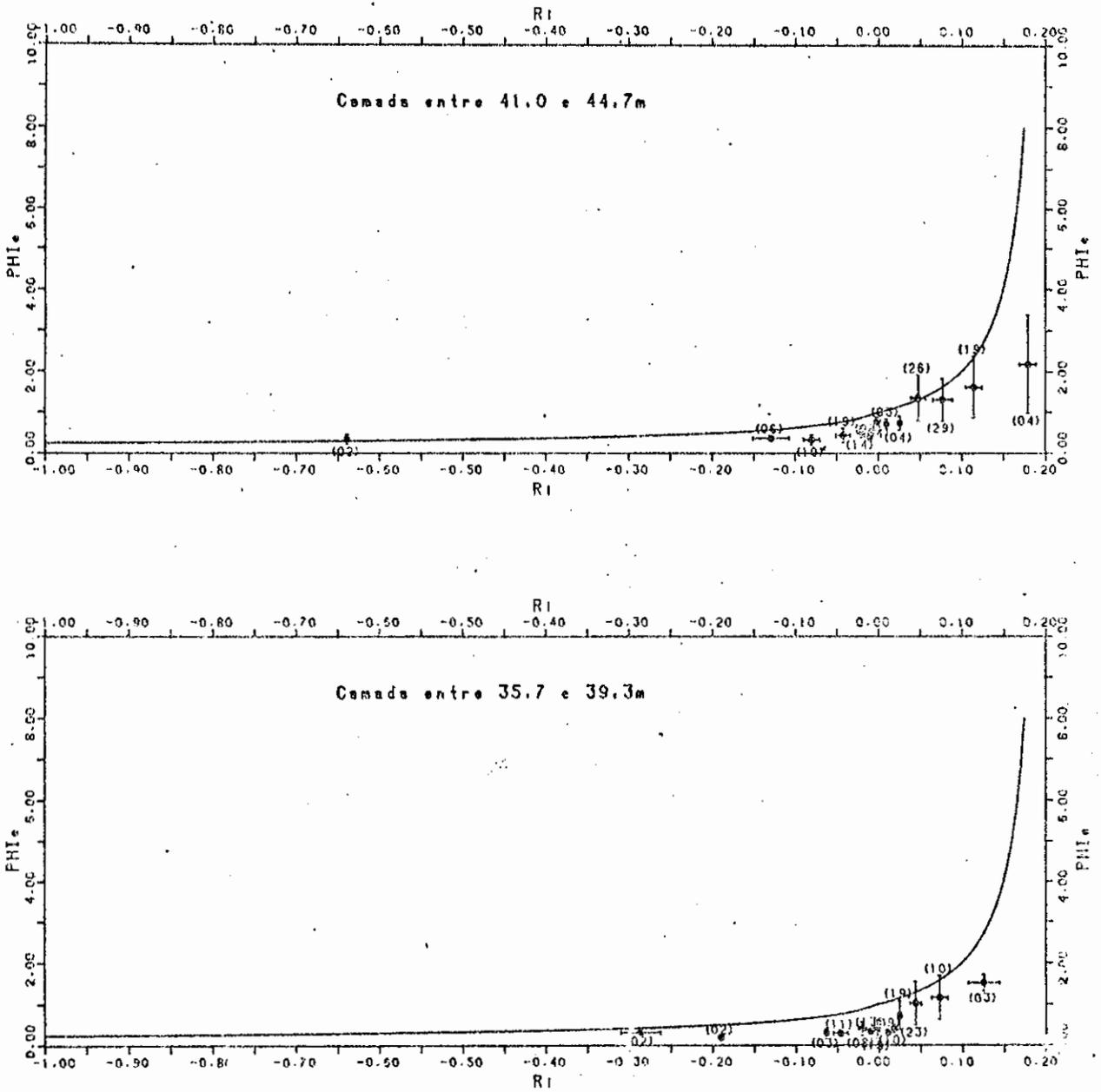


Figura 4.16 - Variação da função adimensional de vapor d'água ϕ_e com Ri. As barras horizontais mostram o desvio padrão em Ri e as verticais os em ϕ_e .

TABELA 4.10

VARIAÇÃO DE ϕ_e COM Ri.

Ri	DESVIO PADRÃO	ϕ_e	DESVIO PADRÃO	NÚMERO PERFIS
CAMADA 1				
-0,286	0,024	0,31	0,03	02
-0,190	0,003	0,19	0,02	02
-0,063	0,002	0,31	0,08	03
-0,046	0,009	0,29	0,05	11
-0,020	0,005	0,40	0,17	08
-0,010	0,002	0,33	0,06	13
-0,002	0,004	0,39	0,23	15
0,011	0,002	0,31	0,07	09
0,018	0,002	0,41	0,10	10
0,025	0,002	0,73	0,35	19
0,044	0,007	1,02	0,53	23
0,073	0,010	1,16	0,53	10
0,126	0,019	1,52	0,19	03
CAMADA 2				
-0,639	0,003	0,34	0,12	02
-0,129	0,022	0,37	0,06	06
-0,080	0,010	0,33	0,12	10
-0,042	0,009	0,44	0,17	19
-0,020	0,004	0,52	0,13	14
-0,010	0,002	0,39	0,03	03
-0,001	0,004	0,78	0,10	04
0,010	0,002	0,72	0,12	03
0,026	0,002	0,74	0,17	04
0,048	0,009	1,36	0,56	26
0,077	0,012	1,32	0,52	29
0,114	0,010	1,63	0,75	19
0,179	0,010	2,18	1,20	04

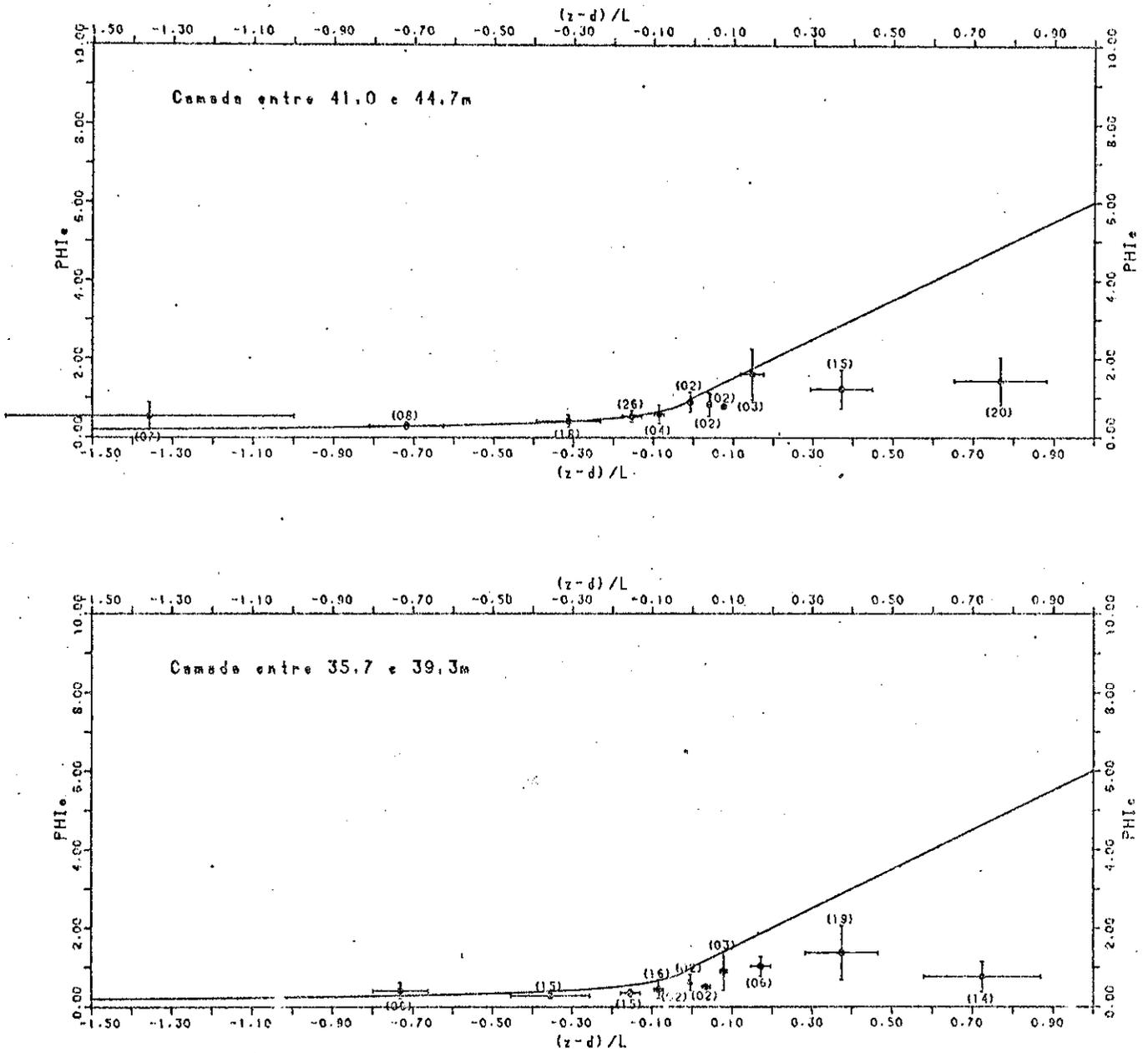


Figura 4.17 - Variação da função adimensional de vapor d'água ϕ_e com τ .
As barras horizontais mostram o desvio padrão em τ e as
verticais os em ϕ_e .

TABELA 4.11

VARIACÃO DE ϕ_e COM ζ .

ζ	DESVIO PADRÃO	ϕ_e	DESVIO PADRÃO	NÚMERO PERFIS
CAMADA 1				
-0,731	0,069	0,40	0,20	06
-0,356	0,100	0,27	0,07	15
-0,155	0,025	0,34	0,10	15
-0,084	0,012	0,43	0,23	16
-0,041	0,004	0,46	0,04	02
-0,005	0,000	0,61	0,20	02
0,034	0,011	0,50	0,05	02
0,078	0,009	0,90	0,49	03
0,171	0,025	1,02	0,25	06
0,374	0,091	1,37	0,69	19
0,725	0,146	0,76	0,39	14
CAMADA 2				
-1,357	0,359	0,54	0,35	07
-0,719	0,093	0,29	0,09	08
-0,313	0,080	0,41	0,15	18
-0,154	0,024	0,53	0,14	26
-0,086	0,013	0,59	0,23	04
-0,008	0,001	0,89	0,25	02
0,039	0,005	0,83	0,29	02
0,075	0,006	0,78	0,05	02
0,146	0,029	1,60	0,64	03
0,371	0,078	1,22	0,49	15
0,768	0,115	1,43	0,60	20

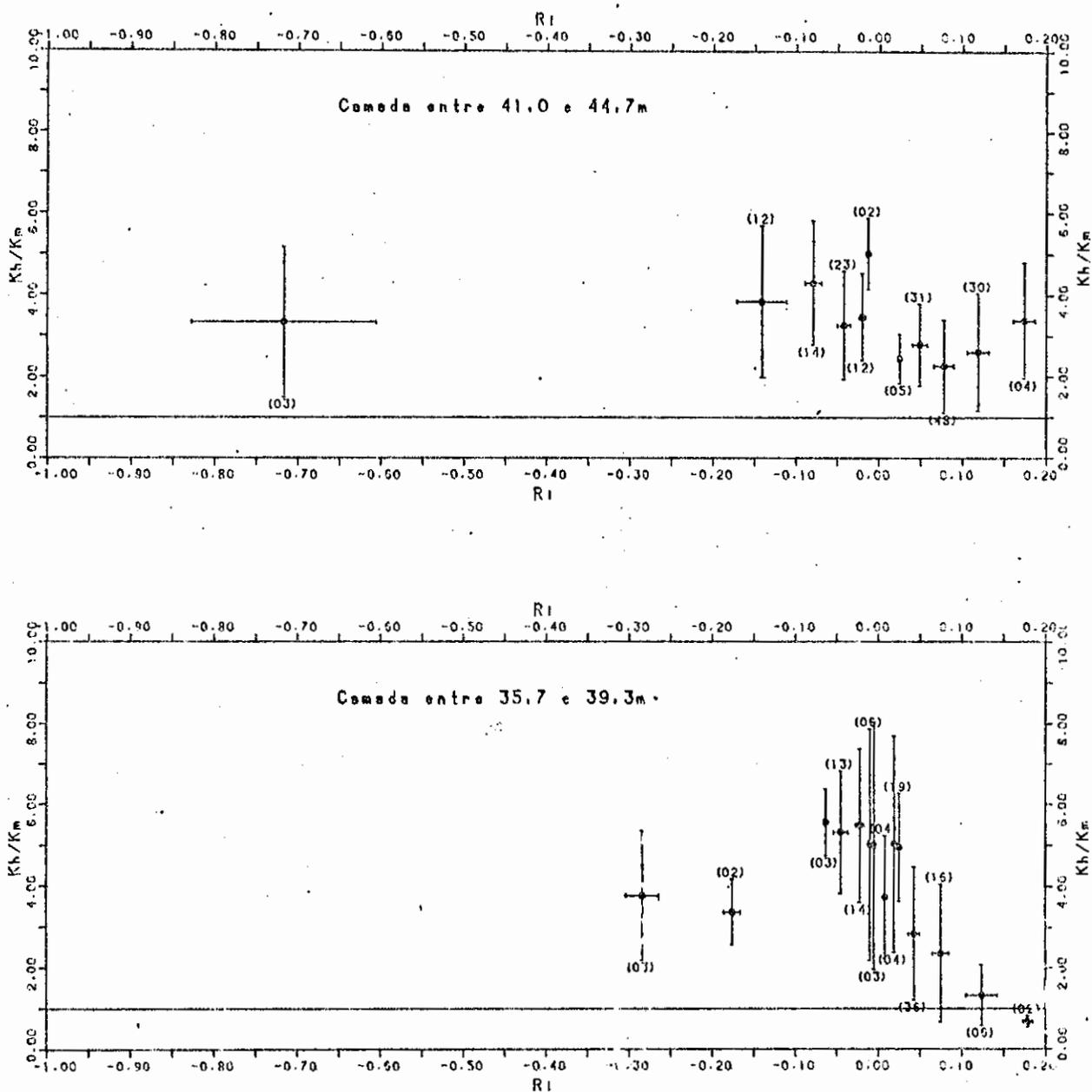


Figura 4.18 - Variação da razão das difusividades turbulentas K_h/K_m com Ri . As barras horizontais mostram o desvio padrão em Ri e as verticais os em K_h/K_m .

TABELA 4.12

VARIAÇÃO DE K_h/K_m COM R_i .

R_i	DESVIO PADRÃO	K_h/K_m	DESVIO PADRÃO	NÚMERO PERFIS
CAMADA 1				
-0,284	0,020	3,77	1,58	03
-0,176	0,010	3,37	0,80	02
-0,063	0,002	5,56	0,81	03
-0,045	0,009	5,32	1,50	13
-0,022	0,005	5,49	1,88	14
-0,010	0,001	5,03	2,84	06
-0,005	0,001	5,00	3,04	03
0,008	0,001	3,73	1,50	04
0,019	0,001	5,04	2,66	04
0,025	0,003	4,95	1,31	19
0,043	0,007	2,84	1,63	36
0,075	0,010	2,36	1,69	16
0,124	0,019	1,33	0,75	06
0,179	0,006	0,68	0,14	02
CAMADA 2				
-0,717	0,111	3,33	1,83	03
-0,141	0,030	3,84	1,86	12
-0,079	0,010	4,30	1,52	14
-0,042	0,008	3,26	1,33	23
-0,020	0,004	3,47	1,07	12
-0,013	0,001	5,02	0,86	02
0,025	0,002	2,44	0,60	05
0,049	0,009	2,78	1,01	31
0,078	0,012	2,26	1,14	48
0,119	0,013	2,60	1,44	30
0,174	0,013	3,38	1,42	04

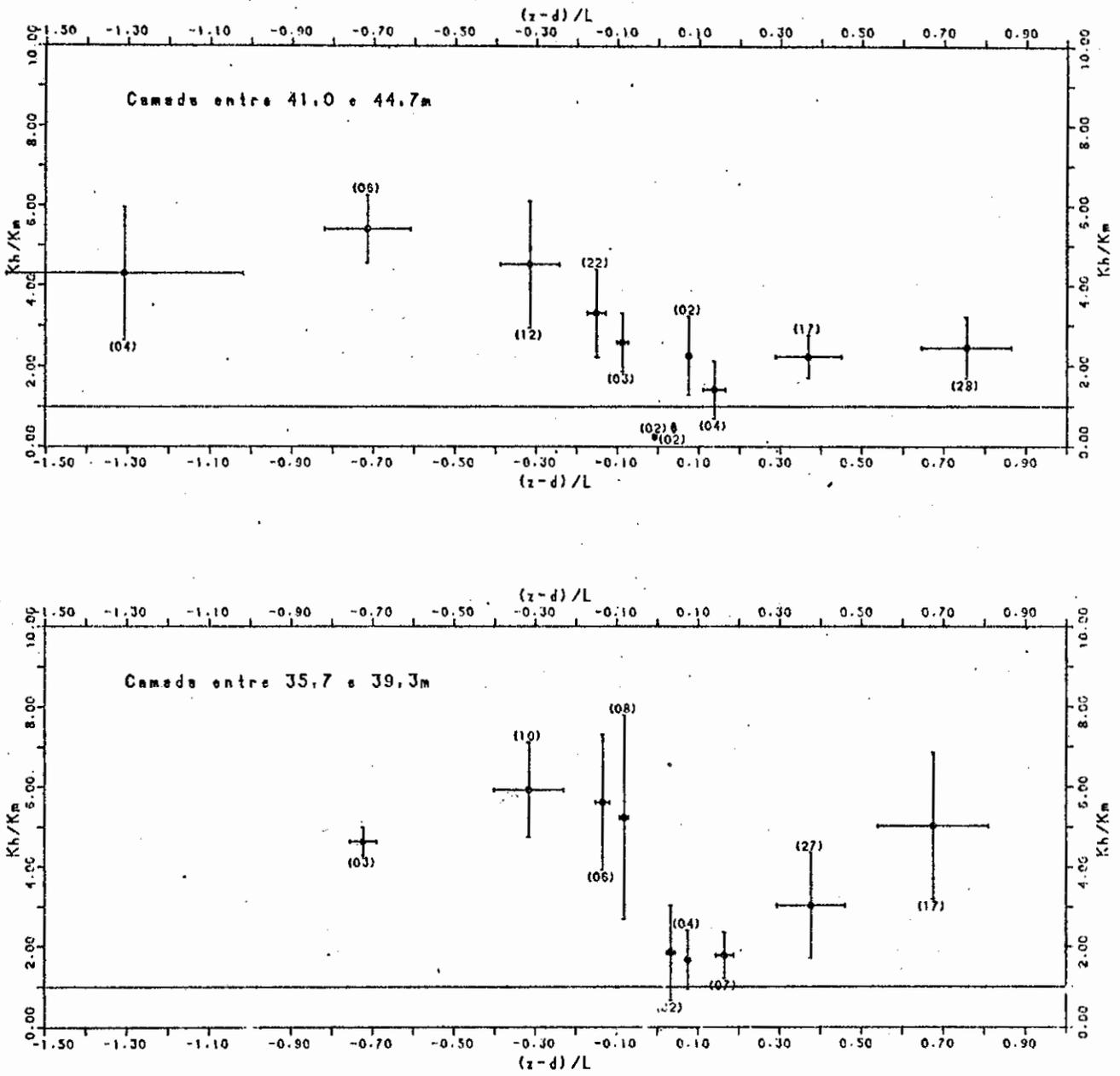


Figura 4.19 - Variação da razão das difusividades turbulentas K_h/K_m com z .
As barras horizontais mostram o desvio padrão em z e as verticais os em K_h/K_m .

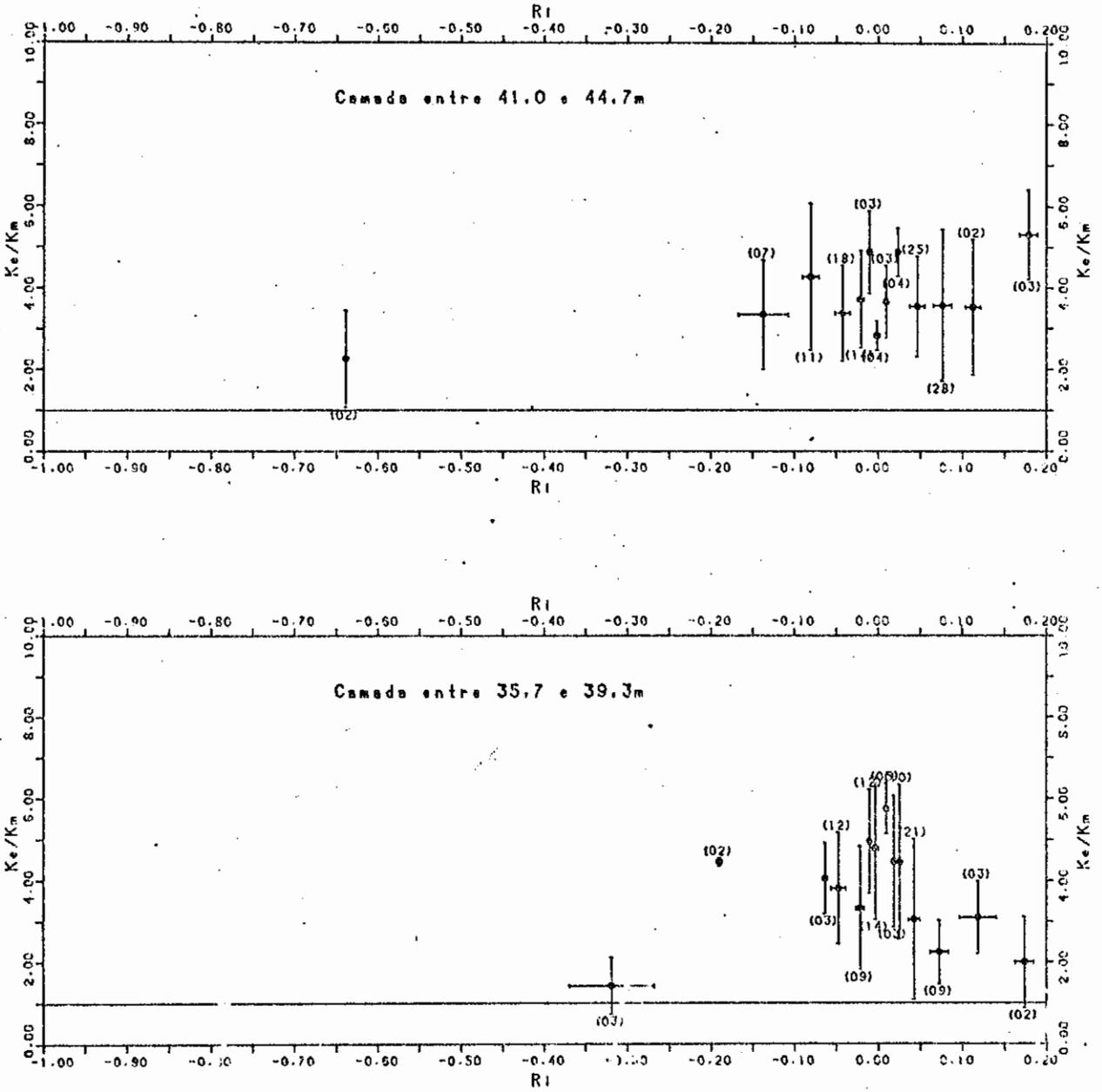


Figura 4.20 - Variação da razão das difusividades turbulentas K_e/K_m com Ri .
As barras horizontais mostram o desvio padrão em Ri e as verticais os em K_e/K_m .

TABELA 4.13

VARIAÇÃO DE K_h/K_m COM ϵ

ϵ	DESVIO PADRÃO	K_h/K_m	DESVIO PADRÃO	NÚMERO PERFIS
CAMADA 1				
-0,723	0,033	4,64	0,35	03
-0,317	0,086	5,92	1,18	10
-0,135	0,018	5,61	1,69	06
-0,082	0,011	5,23	2,55	08
0,032	0,011	1,85	1,18	02
0,074	0,007	1,67	0,73	04
0,164	0,022	1,78	0,57	07
0,376	0,084	3,03	1,32	27
0,675	0,135	5,02	1,83	17
CAMADA 2				
-1,307	0,289	4,30	1,65	04
-0,715	0,106	5,41	0,85	06
-0,316	0,073	4,53	1,58	12
-0,152	0,023	3,31	1,09	22
-0,088	0,014	2,58	0,72	03
-0,008	0,001	0,24	0,05	02
0,038	0,005	0,47	0,11	02
0,074	0,006	2,25	0,97	02
0,137	0,028	1,41	0,71	04
0,368	0,081	2,23	0,52	17
0,755	0,110	2,45	0,76	28

TABELA 4,14

VARIAÇÃO DE K_e/K_m COM R_i .

R_i	DESVIO PADRÃO	K_e/K_m	DESVIO PADRÃO	NÚMERO PERFIS
CAMADA 1				
-0,319	0,051	1,42	0,69	03
-0,190	0,003	4,45	0,10	02
-0,063	0,002	4,05	0,86	03
-0,047	0,009	3,81	1,36	12
-0,021	0,005	3,32	1,51	09
-0,010	0,002	4,95	1,26	12
-0,003	0,004	4,78	1,73	14
0,010	0,001	5,75	0,61	05
0,026	0,002	4,45	1,88	10
0,019	0,000	4,46	1,60	03
0,043	0,007	3,05	1,96	21
0,073	0,011	2,25	0,78	09
0,119	0,022	3,10	0,89	03
0,174	0,011	2,00	1,12	02
CAMADA 2				
-0,639	0,003	2,26	1,19	02
-0,137	0,030	3,34	1,34	07
-0,080	0,010	4,27	1,80	11
-0,042	0,009	3,38	1,17	18
-0,020	0,004	3,72	1,19	14
-0,010	0,002	4,88	1,01	03
-0,001	0,004	2,83	0,36	04
0,010	0,002	3,66	0,89	03
0,024	0,001	4,88	0,59	04
0,047	0,009	3,55	1,23	25
0,077	0,011	3,57	1,86	28
0,113	0,009	3,53	1,66	02
0,179	0,011	5,31	1,09	03

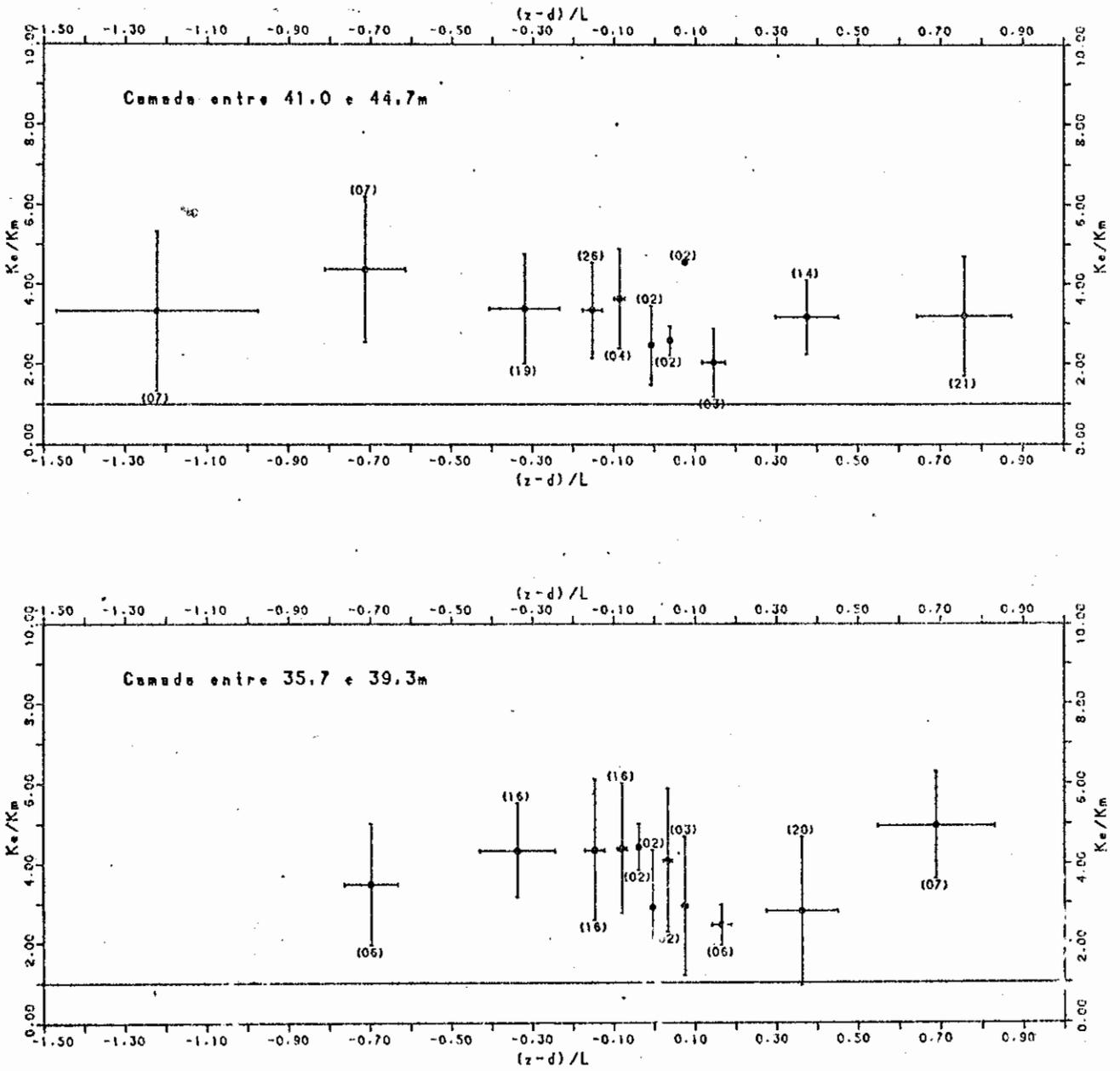


Figura 4.21 - Variação da razão das difusividades turbulentas K_e/K_m com ζ . As barras horizontais mostram o desvio padrão em ζ e as verticais os em K_e/K_m .

TABELA 4.15

VARIAÇÃO DE K_e/K_m COM ζ .

ζ	DESVIO PADRÃO	K_e/K_m	DESVIO PADRÃO	NÚMERO PERFIS
CAMADA 1				
-0,698	0,066	3,48	1,53	06
-0,338	0,093	4,33	1,18	16
-0,147	0,024	4,34	1,77	16
-0,080	0,012	4,38	1,63	16
-0,039	0,004	4,42	0,58	02
-0,005	0,000	2,89	1,46	02
0,032	0,011	4,08	1,80	02
0,074	0,008	2,93	1,75	03
0,164	0,024	2,45	0,51	06
0,362	0,088	2,80	1,87	20
0,689	0,142	4,95	1,34	07
CAMADA 2				
-1,222	0,247	3,33	2,00	07
-0,713	0,099	4,37	1,83	07
-0,320	0,087	3,38	1,38	19
-0,153	0,024	3,34	1,20	26
-0,086	0,013	3,63	1,25	04
-0,008	0,001	2,46	0,99	02
0,038	0,005	2,58	0,36	02
0,074	0,006	4,55	0,00	02
0,145	0,029	2,03	0,85	03
0,375	0,078	3,17	0,93	14
0,759	0,115	3,19	1,51	21

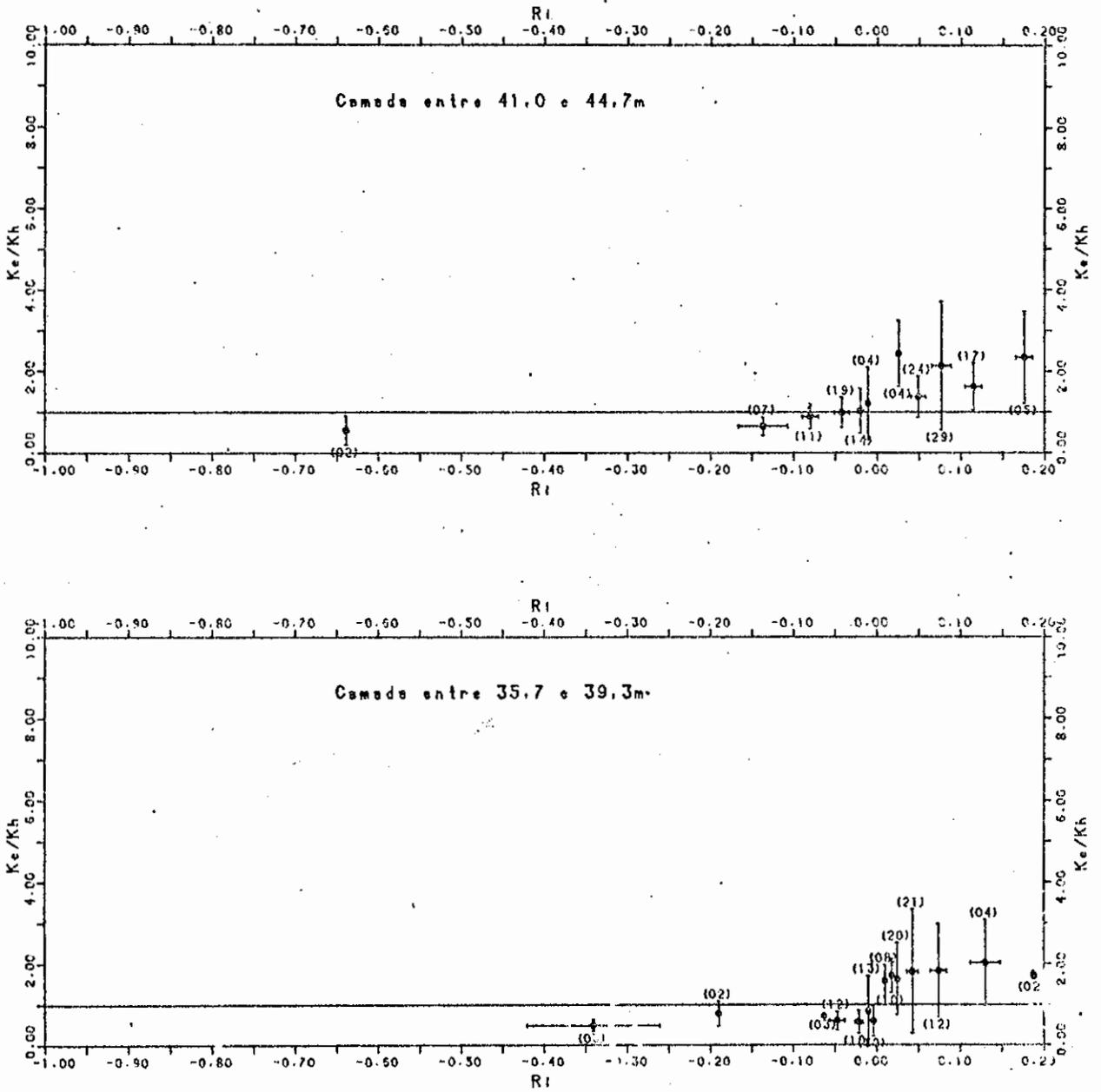


Figura 4.22 - Variação da razão das difusividades turbulentas K_e/K_h com Ri . As barras horizontais mostram o desvio padrão em Ri e as verticais os em K_e/K_h .

TABELA 4.16

VARIACÃO DE K_e/K_h COM Ri.

Ri	DESVIO PADRÃO	K_e/K_h	DESVIO PADRÃO	NÚMERO PERFIS
CAMADA 1				
-0,341	0,080	0,48	0,14	03
-0,190	0,003	0,78	0,31	02
-0,063	0,002	0,72	0,05	03
-0,047	0,009	0,60	0,23	12
-0,021	0,005	0,57	0,29	10
-0,010	0,002	0,83	0,87	13
-0,004	0,003	0,59	0,38	10
0,010	0,002	1,59	0,38	08
0,018	0,002	1,71	0,42	10
0,043	0,007	1,81	1,52	21
0,074	0,010	1,83	1,14	12
0,130	0,018	2,03	1,05	04
0,188	0,003	1,72	0,10	02
0,025	0,002	1,63	0,88	20
CAMADA 2				
-0,673	0,003	0,55	0,35	02
-0,137	0,030	0,65	0,23	07
-0,080	0,010	0,89	0,31	11
-0,042	0,009	0,99	0,37	19
-0,020	0,004	1,03	0,55	14
-0,011	0,002	1,21	0,89	04
0,026	0,002	2,44	0,81	04
0,049	0,009	1,38	0,50	24
0,077	0,012	2,14	1,58	29
0,115	0,010	1,63	0,58	17
0,176	0,010	2,35	1,13	05

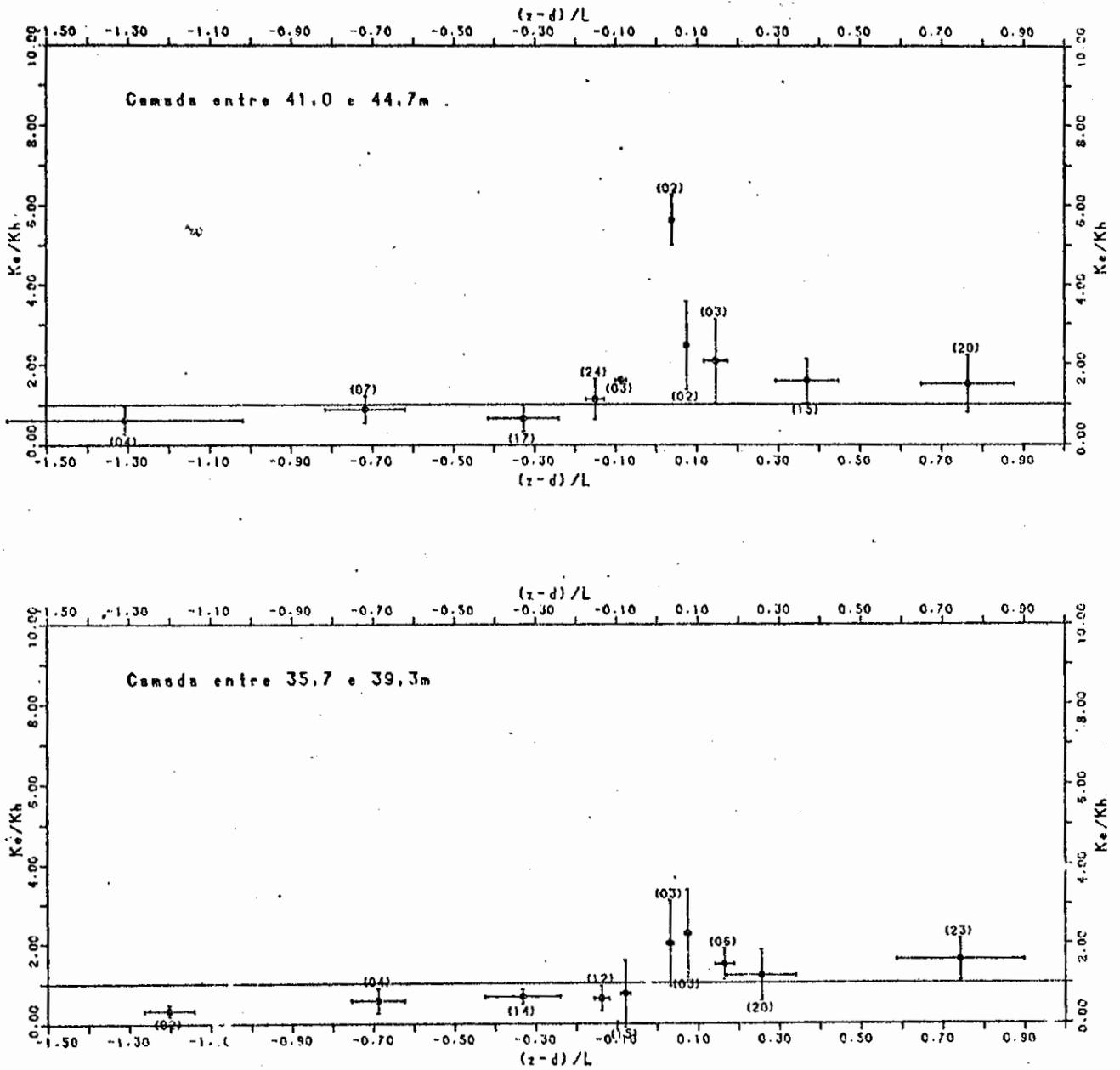


Figura 4.23 - Variação da razão das difusividades turbulentas K_e/K_h com ζ . As barras horizontais mostram o desvio padrão em ζ e as verticais os em K_e/K_h .

TABELA 4.17

VARIAÇÃO DE K_e/K_h COM ζ .

ζ	DESVIO PADRÃO	K_e/K_h	DESVIO PADRÃO	NÚMERO PERFIS
CAMADA 1				
-1,202	0,061	0,33	0,14	02
-0,689	0,066	0,57	0,31	04
-0,333	0,094	0,67	0,18	14
-0,138	0,019	0,62	0,31	12
-0,080	0,012	0,74	0,83	15
0,031	0,009	2,00	1,08	03
0,074	0,008	2,25	1,11	03
0,164	0,024	1,47	0,39	06
0,255	0,085	1,19	0,64	20
0,743	0,157	1,59	0,53	23
CAMADA 2				
-1,307	0,289	0,62	0,34	04
-0,718	0,099	0,88	0,33	07
-0,328	0,088	0,66	0,32	17
-0,151	0,023	1,13	0,50	24
-0,088	0,014	1,61	0,04	03
0,038	0,005	5,63	0,63	02
0,074	0,006	2,47	1,10	02
0,145	0,029	2,08	1,05	03
0,370	0,078	1,58	0,54	15
0,764	0,114	1,51	0,71	20

TABELA 4.18

VARIAÇÃO DE K_m COM ξ .

ξ	DESVIO PADRÃO	K_m	DESVIO PADRÃO	NÚMERO PERFIS
CAMADA 1				
-1,200	0,060	1,31	0,08	02
-0,686	0,059	1,19	0,44	05
-0,346	0,094	1,34	0,48	17
-0,144	0,023	1,34	0,54	18
-0,083	0,013	1,27	0,38	21
-0,043	0,008	0,63	0,17	04
0,000	0,000	0,77	0,38	02
0,037	0,013	0,61	0,27	04
0,073	0,011	0,69	0,33	04
0,161	0,020	0,45	0,11	07
0,161	0,020	0,45	0,11	07
0,368	0,085	0,25	0,09	27
0,737	0,145	0,12	0,04	27
CAMADA 2				
-1,293	0,299	1,80	0,68	04
-0,719	0,088	1,46	0,42	09
-0,316	0,088	2,33	0,71	20
-0,152	0,025	1,87	0,59	27
-0,090	0,013	1,65	0,60	05
-0,040	0,000	0,78	0,00	01
-0,010	0,000	0,86	0,37	02
0,040	0,000	0,94	0,40	02
0,383	0,012	0,54	0,04	03
0,165	0,025	0,42	0,03	02
0,366	0,081	0,41	0,12	17
0,715	0,110	0,23	0,07	28

TABELA 4.19

VARIAÇÃO DE K_h COM τ .

τ	DESVIO PADRÃO	K_h	DESVIO PADRÃO	NÚMERO PERFIS
CAMADA 1				
-1,140	0,000	11,11	0,00	01
-0,690	0,075	8,57	0,88	03
-0,334	0,095	8,76	3,21	14
-0,137	0,018	9,87	3,83	12
-0,088	0,012	8,70	1,78	09
0,040	0,014	0,78	0,36	03
0,073	0,012	0,76	0,38	03
0,161	0,020	0,80	0,24	07
0,381	0,082	0,70	0,23	26
0,721	0,143	0,57	0,23	15
CAMADA 2				
-1,310	0,287	11,19	2,44	04
-0,720	0,100	8,95	2,53	07
-0,323	0,087	12,82	4,04	13
-0,153	0,024	7,66	3,64	21
-0,090	0,014	4,84	2,33	03
0,040	0,000	0,79	0,00	01
0,083	0,012	0,90	0,49	03
0,147	0,033	0,67	0,54	03
0,366	0,081	0,93	0,29	17
0,755	0,110	0,56	0,24	28

TABELA 4.20

VARIAÇÃO DE K_e COM ζ .

ζ	DESVIO PADRÃO	K_e	DESVIO PADRÃO	NÚMERO PERFIS
CAMADA 1				
-1,140	0,000	5,45	0,00	01
-0,690	0,000	5,37	0,00	01
-0,339	0,093	6,35	3,05	16
-0,147	0,023	5,31	1,79	15
-0,082	0,013	5,01	2,49	18
-0,045	0,005	3,39	0,22	02
0,000	0,000	1,66	0,05	02
0,040	0,014	2,07	0,55	03
0,073	0,012	1,30	0,46	03
0,162	0,022	1,04	0,28	06
0,361	0,085	0,83	0,46	19
0,750	0,137	0,66	0,23	09
CAMADA 2				
-1,412	0,400	6,59	3,02	05
-0,719	0,088	7,61	2,44	09
-0,326	0,087	8,29	4,34	18
-0,155	0,023	5,92	2,17	24
-0,083	0,013	5,20	2,70	04
-0,040	0,000	2,37	0,00	01
-0,010	0,000	1,77	0,07	02
0,040	0,000	2,60	1,41	02
0,083	0,012	1,96	0,59	03
0,147	0,033	1,07	0,07	03
0,373	0,078	1,24	0,46	14
0,779	0,122	0,68	0,21	15

culo da velocidade de fricção u^* . Se u^* obtido do sistema Hydra sofrer uma correção de 30% como sugere Shuttleworth et alii (1984) as funções adimensionais para calor sensível, ϕ_h , e para vapor d'água, ϕ_e , devem ser multiplicadas pelo fator 1,3, enquanto a função adimensional para momentum, ϕ_m , deve ser dividida por 1,3.

Com a correção no valor de u^* e a utilização de $D=31m$ a função adimensional de momentum, ϕ_m , assume um valor bastante próximo de 1 em situações de neutralidade na camada 2, que é o valor esperado para perfis de vento acima de superfícies lisas, e um valor menor que 1 para a camada 1. Estes resultados são bastante concordantes com aqueles de Garratt (1978) que reportou $\phi_m(0)=1,11$ na subcamada superficial e valores bem menores nas camadas mais próximas da copa das árvores.

Ainda, dessas correções nos dados resultam as razões das difusividades turbulentas $K_h/K_m \approx K_e/K_m \approx 2,1$, na camada 2, $K_h/K_m \approx 3,2$ e $K_e/K_m \approx 2,4$ na camada 1, em situações de instabilidade. Resultados semelhantes foram obtidos acima de outras florestas por Thom et alii(1975) e Raupach (1979) para a floresta de Thetford e Garratt (1978,1980) para uma savana na Austrália, que reportaram os valores $K_h/K_m > 2$.

Ainda, esses resultados concordam com Tennekes (1973) que reportou que a similaridade do escoamento acima de superfícies com tipos de rugosidade diferentes é uma suposição teoricamente aceita apenas em alturas bem maiores que as maiores escalas de comprimento que caracterizam a superfície, pois abaixo destas, provavelmente o escoamento é influenciado por efeitos dinâmicos e térmicos atribuídos à natureza da superfície.

A teoria da similaridade de Monin e Obukhov foi desenvolvida para condições extremamente idealizadas, ou seja, para escoamento permanente e com turbulência plenamente desenvolvida acima de terreno plano e liso. Na prática essas condições nunca são totalmente satisfeitas e as influências do escoamento não permanente e das irregularidades da superfície são incorporadas às funções adimensionais ϕ_s ,

4.4 - Discussão das Anomalias nas Relações Fluxo-gradiente.

Esta seção tem a finalidade de discutir as anomalias encontradas nas relações universais fluxo-gradiente quando a teoria da similaridade de Monin e Obukhov (1953;1954) é aplicada acima de superfícies cobertas com vegetação de porte alto. São discutidos tanto os mecanismos de caráter geral que geram essas anomalias como características específicas da floresta em estudo e dos próprios dados.

É importante esclarecer os principais fatores que levam às situações de instabilidade e às de inversão. Uma camada atmosférica pode ser considerada instável se a variação da temperatura potencial virtual com a altura for negativa, isto é, ar mais quente (menos denso) em baixo e ar mais frio (mais denso) em cima; e como consequência o fluxo de calor sensível, H , é no sentido da superfície para a atmosfera (assumido $H > 0$). As situações de inversão são aquelas contrárias às descritas acima, ou seja, aumento da temperatura potencial virtual com a altura e consequentemente o fluxo de calor sendo direcionado da atmosfera para a superfície ($H < 0$).

As situações de inversão são características do período noturno, ocasionadas pelo esfriamento radiativo da superfície e em ocasiões em que a copa se apresenta molhada devida a precipitação pluviométrica. Os dados indicam, neste experimento que, no período noturno os fluxos de calor sensível são negativos e contra-balançam os fluxos de vapor d'água, que são positivos (esses fluxos são da ordem de 5 a 20 W/m^2 ; Sá et alii, 1936). Os gradientes de temperatura potencial são positivos e aumentam com o avanço da madrugada.

Durante o dia prevalecem as situações de instabilidade, onde o aquecimento da atmosfera se dá a partir da superfície que absorve energia dos raios solares, assim os fluxos de vapor d'água e de calor são direcionados da superfície para a atmosfera. Obviamente, com a insolação a energia disponível para os processos de aquecimento da at-

atmosfera pela evapotranspiração de água podem atingir 500 W/m^2 e os de calor sensível chegam a ultrapassar 200 W/m^2 (Sá et alii, 1986), fazendo com que as situações de instabilidade sejam de maior interesse do ponto de vista de suprimento de energia para os processos físicos na atmosfera.

As Figuras 5.15 e 5.17 mostram que o comportamento das funções ϕ_h e ϕ_e não apresentam uma relação regular com a variação do parâmetro ζ em condições de inversão. Provavelmente isto ocorre devido ao fato que os fluxos turbulentos de calor sensível e de vapor d'água são muito baixos e portanto sujeitos a grandes erros instrumentais. O mesmo não acontece com a função ϕ_m porque as velocidades de vento não sofrem grandes variações de magnitude do dia para a noite. Também é importante frisar que o reduzido número de dados próximos da neutralidade se deve ao fato de que estas condições são características dos períodos de transição, do dia para a noite e da noite para o dia, e ainda, nesses períodos observa-se com frequência, que enquanto os perfis de temperatura indicam fluxo de calor num sentido o fluxo de calor medido pelo sistema "Hydra" indica o sentido contrário, resultando num valor negativo da função ϕ_h , e sinais opostos entre os parâmetros Ri e ζ .

O deslocamento do plano zero determinado para momentum (d_m) foi utilizado também para calor (d_h) e vapor d'água (d_e) puramente por questões práticas, pois os valores de d_h e d_e não puderam ser determinados independentemente. Fisicamente estamos admitindo que as fontes e sumidouros de calor e de vapor d'água localizam-se, na média, na mesma altura do nível médio de absorção de momentum da floresta (Thom, 1971). Esta suposição reflete diretamente nos valores das funções adimensionais ϕ_h e ϕ_e , assim uma subestimativa de apenas 10% no valor de d_h (ou d_e) leva a um aumento no valor de ϕ_h (ou ϕ_e) maior do que 25% nas camadas atmosféricas aqui estudadas.

Viswanadham et alii (1986) sugeriram que no lugar de d fosse utilizado o parâmetro $D = d + z_0$ nas equações das funções adimen-

sionais ϕ_s . Eles usaram $d=28\text{m}$ e $z_0=3\text{m}$ produzindo $D=31\text{m}$, valor este muito próximo daquele proposto por Marques Filho (1986) para o deslocamento do plano zero ($d=30,7\text{m}$) e do valor $d=31,4\text{m}$ encontrado neste trabalho quando o método de Robinson (1962) foi aplicado aos perfis de vento. Quando o valor $d=28\text{m}$ é substituído por $D=31\text{m}$ as funções adimensionais sofrem uma redução de aproximadamente 30% nas primeiras camadas da atmosfera acima da floresta.

Variações no valor de d não alteram os valores das razões das difusividades turbulentas K_h/K_m , K_e/K_m e K_e/K_h quando $d=d_m=d_h=d_e$ é assumido, porém se o deslocamento de altura para calor e para vapor d'água diferirem do deslocamento do plano zero para momentum as razões das difusividades turbulentas seriam alteradas.

Um outro parâmetro que deve ser discutido aqui é a velocidade de fricção u^* . Neste trabalho foi utilizado u^* estimado através da técnica de correlação de vórtices do sistema "Hydra", porém existem dúvidas a respeito da sua confiabilidade. Shuttleworth (1984) menciona que esse valor de u^* pode estar sendo subestimado em até 30% e Moore (1986) diz que u^* do "Hydra" pode conter erros de até 100%. Este é um ponto que necessitará ser investigado com mais profundidade.

No capítulo 3, a Figura 3.1 mostra que anemômetros de hélice do sistema "Hydra" subestimam a velocidade do vento em aproximadamente 30% quando comparadas com as estimativas de um anemômetro de canecas alocado $0,5\text{m}$ acima. Aqui surge uma pergunta: são os anemômetros de hélices que estão subestimando a velocidade do vento ou o anemômetro de canecas que está superestimando? Naturalmente as duas coisas podem estar ocorrendo ao mesmo tempo, mas é mais provável que os anemômetros de hélices estejam subestimando o vento, pois como as velocidades do vento são baixas acima da floresta não se espera que os anemômetros de canecas as superestimem. Além disso a configuração fixa dos anemômetros de hélices do sistema "Hydra" pode provocar subestimativas da velocidade do vento quando a direção deste não é favorável, que se reflete no cál-

culo da velocidade de fricção u^* . Se u^* obtido do sistema Hydra sofrer uma correção de 30% como sugere Shuttleworth et alii (1984) as funções adimensionais para calor sensível, ϕ_h , e para vapor d'água, ϕ_e , devem ser multiplicadas pelo fator 1,3, enquanto a função adimensional para momentum, ϕ_m , deve ser dividida por 1,3.

Com a correção no valor de u^* e a utilização de $D=31m$ a função adimensional de momentum, ϕ_m , assume um valor bastante próximo de 1 em situações de neutralidade na camada 2, que é o valor esperado para perfis de vento acima de superfícies lisas, e um valor menor que 1 para a camada 1. Estes resultados são bastante concordantes com aqueles de Garratt (1978) que reportou $\phi_m(0)=1,11$ na subcamada superficial e valores bem menores nas camadas mais próximas da copa das árvores.

Ainda, dessas correções nos dados resultam as razões das difusividades turbulentas $K_h/K_m \approx K_e/K_m \approx 2,1$, na camada 2, $K_h/K_m \approx 3,2$ e $K_e/K_m \approx 2,4$ na camada 1, em situações de instabilidade. Resultados semelhantes foram obtidos acima de outras florestas por Thom et alii(1975) e Raupach (1979) para a floresta de Thetford e Garratt (1978,1980) para uma savana na Austrália, que reportaram os valores $K_h/K_m > 2$.

Ainda, esses resultados concordam com Tennekes (1973) que reportou que a similaridade do escoamento acima de superfícies com tipos de rugosidade diferentes é uma suposição teoricamente aceita apenas em alturas bem maiores que as maiores escalas de comprimento que caracterizam a superfície, pois abaixo destas, provavelmente o escoamento é influenciado por efeitos dinâmicos e térmicos atribuídos à natureza da superfície.

A teoria da similaridade de Monin e Obukhov foi desenvolvida para condições extremamente idealizadas, ou seja, para escoamento permanente e com turbulência plenamente desenvolvida acima de terreno plano e liso. Na prática essas condições nunca são totalmente satisfeitas e as influências do escoamento não permanente e das irregularidades da superfície são incorporadas às funções adimensionais ϕ_e ,

ou na razão ϕ/k , onde k é a constante de von Kármán que também poderia ser dependente da natureza da superfície e do escoamento.

Não se pode afirmar aqui quais os fatores e em que grau estes promovem as anomalias nas relações fluxo-gradiente, porém deve-se levantar algumas questões acerca das diferenças entre uma área coberta com vegetação de porte alto (neste caso uma floresta) e as condições idealizadas a teoria da similaridade, e como essas diferenças podem afetar as relações fluxo-gradiente.

Vários pesquisadores tem levantado questões acerca da discrepância $K_h, K_e > 2K_m$. Raupach(1979) e Viswanadham et alii(1986) acham que um ponto de partida apropriado para essa discussão é a observação de que a igualdade das difusividades turbulentas de momentum, de calor (e de outras propriedades) não é uma suposição razoável em geral, porque a ação das forças de pressão permitem que uma parcela de ar que migra verticalmente possa trocar momentum com sua vizinhança mais rapidamente do que outras propriedades, causando comprimentos de mistura de momentum mais curtos do que os comprimentos de mistura das outras propriedades. (Este ponto foi colocado por Taylor(1932), que também mostrou como a teoria do comprimento de mistura de Prandtl o ignora, dando origem, assim, à suposição bastante difundida de que $K_m = K_h = K_e$ em condições próximas da neutralidade). Existem duas situações onde desigualdades pronunciadas em K_h e K_m ocorrem. A primeira é na região de esteira atrás de um objeto aquecido tal como um cilindro (I'age e Falkner em um apêndice de Taylor, 1932); o segundo é na camada limite instável acima da superfície aquecida, onde a atividade convectiva provoca movimentos verticais mais intensos do que na camada limite neutra. Thom et alii(1975) postularam uma similaridade entre a situação da esteira de um cilindro aquecido e a floresta, eles propuseram que K_h aumenta com o mecanismo de difusão de esteira. Eles sugeriram que a convecção livre, com célula de dimensão característica de z_0 , poderia se originar na vegetação e emergir na região de turbulência do escoamento, onde a mistu-

ra adicional serviria para aumentar K e reduzir os gradientes das propriedades. Porém, como pode ser visto nas análises de K_h/K_m e K_e/K_m , as anomalias persistem mesmo em condições de alta estabilidade. O que mostra que não são só os efeitos térmicos que causam as anomalias.

Outro fator que provavelmente está ligado à discrepância aerodinâmica é a distribuição não homogênea de fontes e sumidouros de calor sensível e de calor latente. É muito comum na Amazônia, durante o dia, a formação de cumulonimbus de 1 a 5km de diâmetro equivalente, capazes de produzir precipitação leve cuja duração varia entre 5 e 30 minutos. A superfície molhada por essas pequenas chuvas, não homogênea-mente distribuídas, transforma-se em um arranjo irregular de fontes e sumidouros de calor sensível e de calor latente que perturba o campo horizontal do vento e cria convergências e divergências de calor em escala espacial pequena, provocando flutuações de densidade e perturbando os perfis verticais. Com uma única torre não é possível determinar essas influências, principalmente as provocadas pelas advecções de pequena escala. Entretanto um número grande de perfis nas mais diversas classes de estabilidade permitiriam a confecção de médias que provavelmente auxiliariam no estabelecimento de condições médias eliminando, assim, as perturbações transientes.



CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES

Das seis campanhas de coleta de dados do Experimento Micrometeorológico da Amazônia, foi selecionado para este trabalho o conjunto de dados da terceira campanha (Julho-agosto/1984), com o objetivo de obter resultados sobre alguns parâmetros básicos da micrometeorologia de uma floresta de terra firme da Amazônia central. Dessas análises as seguintes conclusões foram encontradas:

- 1 - Na camada mais próxima da floresta o transporte turbulento de calor sensível é mais eficiente que o transporte turbulento de momentum (por um fator 5) e também mais eficiente que o transporte de vapor d'água (por um fator 1,4), em condições de instabilidade. Em situações de inversão $K_h > 3K_m$ e $K_h \approx 0,6K_e$ nesta camada. Na camada 2, os valores médios obtidos foram $K_h \approx 3,8K_m$ e $K_h \approx 1,1K_e$ em situações de instabilidade e $K_h \approx 2,4K_m$ e $K_h \approx 0,7K_e$ em condições de inversão. Esses resultados são maiores que os encontrados acima de outras florestas (Raupach e Thom, 1981).
- 2 - Os resultados das funções ϕ_m , ϕ_h e ϕ_e acima da floresta foram muito diferentes daqueles encontrados acima de superfícies planas e "lisas" obtidas por outros pesquisadores. Em condições de neutralidade $\phi_m \approx 1,6$, $\phi_h \approx 0,35$, $\phi_e \approx 0,4$ na camada mais próxima da copa e $\phi_m \approx 2,0$, $\phi_h \approx 0,8$ e $\phi_e \approx 0,9$ na camada mais afastada da copa.
- 3 - Foi notado que em condições de inversão as funções ϕ_m, ϕ_h, ϕ_e comportam-se linearmente com Ri nas duas camadas consideradas, exceto para ϕ_m na camada mais próxima da copa. Esta observação

não foi notada em relação a $\phi_{h,e}$, com ζ . Em casos estáveis, a condição de escoamento permanente geralmente não é satisfeita porque os processos de transferência tornam-se muito lentos.

- 4 - O valor de d obtido por dois métodos de conservação de massa foi 28m, aproximadamente 10% inferior ao valor encontrado pelo método de Robinson.
- 5 - O valor de d mostrou-se sensível às condições de estabilidade, aumentando quando ζ aumenta.
- 6 - Não houve concordância, entre os métodos utilizados, na determinação de z_0 , porém quando se usou o método de Molion e Moore os valores de z_0 foram aproximadamente constantes em um amplo intervalo de estabilidade, mostrando-se um método útil para se determinar z_0 , mesmo que não se disponha de perfis em condições neutras.
- 7 - A inclusão da umidade proporcionou um desvio para a instabilidade no número de Richardson Ri e no parâmetro de estabilidade de Monin-Obukhov ζ . Este desvio mostrou-se importante na determinação do casos de neutralidade.
- 8 - Cálculos simultâneos de ζ e Ri para a camada entre 41,0 e 44,7m mostraram que $Ri \rightarrow 0,1$ quando $\zeta \rightarrow \infty$ (número de Richardson crítico).
- 9 - Ri aumentou com a altura, o que concorda com observações de Pandolfo(1966) acima de superfícies com pouca rugosidade.

Das discussões deste trabalho surgiram algumas sugestões para

pesquisas futuras, a saber:

- a - Com base na determinação dos ϕ , deve ser examinado quais os fatores físicos que fazem os transportes turbulentos de calor e vapor d'água tão eficazes acima da floresta.
- b - Detalhar o comportamento das funções $\phi_{m,h,e}$, nas condições de inversão, porque existem poucas informações sobre florestas e, também, quando a estabilidade aumenta $\zeta > 0,3$, além da turbulência aparecem outros fenômenos, tais como ondas de gravidade.
- c - Futuras campanhas devem se possível aumentar a altura do último nível de medição de vento, presentemente em 48,7m. É possível que os níveis inferiores estejam dentro da subcamada rugosa e não na subcamada logarítmica.
- d - Repetir esta análise com os dados obtidos nas outras campanhas, comparando os resultados das estações chuvosas com aqueles das estações secas.



REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALLEN JR, L.H. Turbulence and wind speed spectra within a japanese larch plantation. Journal of Applied Meteorology, 7(1):73-78, 1968.
- BADGLEY, F.I.; PAULSON, C.A.; MIYAKE, M. Profiles of wind, temperature, and humidity over the Arabian Sea. The University Press of Hawaii, 1972. 62p.
- BOUSSINESQ, J. Essai sur la théorie des eaux courantes. Mém. prés. par div. savants à l'Acad. Sci. Paris, 23:1-680, 1877. Apud Monin e Yaglom (1977)
- BRADLEY, E.F.; FINNIGAN, J.J. Heat and mass transfer in the plant-air continuum. In: AUSTRALASIAN CONF. HEAT & MASS TRANSFER, 1., Melbourne, 1973, Proceedings. p. 57-78.
- BRUIN, H.A.R.; MOORE, C.J. Zero-plane displacement and roughness length for tall vegetation, derived from a simple mass conservation hypothesis. Boundary-Layer Meteorology, 31(1):39-49, 1985.
- BRUTSAERT, W. Evaporation into the atmosphere. Dordrecht, Holland, D. Reidel, 1982
- BUSINGER, J.A. Transfer of heat and momentum in the atmospheric boundary layer. In: RAND CORPORATION. Arctic Heat Budget and Atmospheric Circulation; Proceedings. Santa Monica, CA, 1966. p. 305-332.
- BUSINGER, J.A.; WYNGAARD, J.C.; IZUMI, Y.; BRADLEY, E.F. Flux-profile relations in the atmospheric surface layer. Journal of the Atmospheric Sciences, 28(2):181-189, 1971..

- GARRATT, J.R. Surface influence upon vertical profiles in the atmospheric near-surface layer. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 106(450):803-819, 1980.
- GARRATT, J.R. Surface influence upon vertical profiles in the nocturnal boundary layer. Boundary-Layer Meteorology, 26(1):69-80, 1983.
- GASH, J.H.C.; STEWART, J.B. The average surface resistance of a pine forest derived from Bowen ratio measurements. Boundary-Layer Meteorology, 8(4):453-464, 1975.
- HICKS, B.B. Wind profile relationships from the "Wangara" Experiment Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 102(433):535-552, 1976.
- HICKS, B.B.; HYSON, P.; MOORE, C.J. A study of eddy fluxes over a forest. Journal of Applied Meteorology, 14(1):58-66, 1975.
- HICKS, B.B.; HESS, G.D.; WESELY, M.L. Analysis of flux-profile relationships above tall vegetation-an alternative view. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 105(446):1074-1077, 1979.
- HOGSTROM, U. A field study of the turbulent fluxes of heat, water vapour and momentum at a "typical" agricultural site. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 100(426):624-639, 1974.
- IZUMI, Y.; BARAD, M.L. Wind speed as measured by cup and sonic anemometers and influenced by tower structure. Journal of Applied Meteorology, 9(6):851-856, 1970.

CALDER, K.L. The criterion of turbulence in a fluid of variable density, with particular reference to conditions in the atmosphere. Quarterly Journal Royal Meteorological Society, 75:71-88, 1949.

CHALIKOV, D.V. Wind and temperature profiles in the atmospheric surface layer at a stable stratification. Leningrad, Trudy Glavn. Geofiz. Observ. 1968. p. 170-173. (Nº 207).

CIONCO, R.M. Intensity of turbulence within canopies with simple and complex roughness elements. Boundary-Layer Meteorology, 2(4): 453-465, 1972.

DYER, A.J. A review of flux-profile relationships. Boundary-Layer Meteorology, 7:363-372, 1974.

DYER, A.J.; HICKS, B.B. Flux-gradient relations in the constant flux layer. Quarterly Journal Royal Meteorology Society, 96(410): 715-721, 1970.

ELLISON, T.H. Turbulence transfer of heat and momentum from an infinite rough plane. Journal of Fluid Mechanics, 2(5):456-466, 1957.

FITZJARRALD, D.R.; STORMWIND, B.L.; FISH, G.F.; CABRAL, O.M.R. Turbulent transport observed just above the Amazon forest. Accepted for publication in Journal of Geophysical Research.

GARRATT, J.R. Flux-profile relations above tall vegetation. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 104(439):199-212, 1978.

JACKSON, P.S. On the displacement height in the logarithmic velocity profile. Journal of Fluid Mechanics, 102:15-25, 1981. Apud Raupach e Thom (1981).

JARVIS, P.G.; JAMES, G.B.; LANDSBERG, J.J. Coniferous forests. In: MONTEITH, J.L., ed. Vegetation and the atmosphere. London, Acad. Press, 1975, v.2, c. 7, p.171-240.

KÁRMÁN, T. von. Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz, Nachr. Ges. Wiss. Gottingen, Math-Phys., K1:58-76, 1930.

KAZANSKI, A.B.; MONIN, A.S. Turbulence in surface layer inversions. Izvestiya, Academy of Sciences of the URSS, Geophysical Series, 1:79-86, 1956.

KONSTANTINOV, A.R., FEDOROV, S.F. Opyt primeneniya gradientnykh macht dlya opredeleniya ispareniya i teploobmena v lesu. Trudy GGI, 81:91-105, 1960.

LANDSBERG, J.J.; JARVIS, P.G. A numerical investigation of the momentum balance of a spruce forest. Journal of Applied Ecology, 10(2):645-655, 1973.

LETTAU, H.H. Wind and temperature profile prediction for diabatic surface layers including strong inversion cases, Boundary-Layer Meteorology, 17(4):443-464, 1979.

LETTAU, H. Note on aerodynamic roughness-parameter estimation on the basis of roughness element description. Journal of Applied Meteorology, 8(5):828-832, 1969.

- LINDROTH, A. Gradient distributions and flux profile relations above a rough forest. Quarterly Journal of the Royal Meteorology Society, 110(464):553-563, 1984.
- LUMLEY, J.L.; PANOFSKY, H.A. The structure of atmospheric turbulence. New York, NY, Interscience, 1964. p. 239.
- MARQUES FILHO, A.O.; RIBEIRO, M.N.G., 1986. Determinação de parâmetros de rugosidade e relações entre fluxos e gradientes sobre floresta. In: CONGRESSO BRASILEIRO DE METEOROLOGIA, 4., CONGRESSO INTERAMERICANO DE METEOROLOGIA, 1., Brasília, 1986. Anais: Brasília, SBMET, 1986, v. 2, p.175-181.
- MARUNICH, S.V. Kharakteristiki turbulentnosti v usloviyakh lesa po gradientnym i strukturnym wablyudeniym. Trudy GGI. 198: 154-165, 1971 - Apud Tajchaman (1981).
- Mc VEHL, G.E. Wind and temperature profiles near the ground in stable stratification. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 90:136-146, 1964.
- McNEIL, D.D.; SHUTTLEWORTH, W.J. Comparative measurements of the energy fluxes over a pine forest. Boundary-Layer Meteorology. 9(3):297-313, 1975.
- MERONEY, R.N. Characteristics of wind and turbulence in and above model forests. Journal of Applied Meteorology, 7(5):780-788, 1968.
- MOLION, L.C.B.; MOORE, C.J. Estimating the zero-plane displacement for tall vegetation using a mass conservative method. Boundary-Layer Meteorology, 26(2):115-125, 1983.

- MOLION, L.C.B.; MANZI, A.O.; NOBRE, C.A.; SÁ, L.D.A.; SILVA FILHO, V.P.; MARQUES FILHO, A.O.; FISH G.F.; RIBEIRO, M.N.G.; JANUÁRIO, M.; CABRAL, O.M.R.; PATEL, S.R.; MORAES, J.C.; AGUIAR, L.F. Resultados preliminares do Experimento Micrometeorológico na Floresta Amazônica. Revista Brasileira de Engenharia, 3(3):5-16, 1985.
- MONIN, A.S.; OBUKHOV, A.M. Dimensionless characteristics of turbulence in the atmospheric surface layer. Doklady A.N. SSSR, 93(2):223-226, 1953.
- MONIN, A.S.; OBUKHOV, A.M. Basic relationships of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. Trudy Geofiziki Institut, Nauka Akademia ANSSR, 24(151):163-187, 1954.
- MONIN, A.S.; YAGLOM, A.M. Statistical fluid mechanics: mechanics of turbulence. 3. ed., Cambridge, MA, MIT, 1977.
- MOORE, C.J. On the calibration and temperature behavior of single beam infrared hygrometers. Boundary-Layer Meteorology, 25(3):245-269, 1983.
- MOORE, C.J. Frequency response for Eddy Correlation Systems. Boundary-Layer Meteorology, 37(1/2):17-36, 1986.
- MULHEARN, P.J.; FINNIGAN, J.J. Turbulent flow over a very rough, random surface. Boundary-Layer Meteorology, 15(1):109-132, 1978.
- NOGUEIRA, M.T.L.C. Transportes turbulentos na camada superficial da atmosfera em condições diabáticas. Dissertação de Mestrado em Meteorologia. São José dos Campos, INPE, 1981. (INPE-2007-TDL/045)

- OBUKHOV, A.M. Turbulence in an atmosphere of nonuniform temperature. Boundary Layer Meteorology, 2(1):7-29, 1971.
- O'LOUGHLIN, E.M.; ANNAMBHOTLA, V.S.S. Flow phenomena near rough boundaries. J. Hydraul. Res., 7:231-50, 1969.
- PANDOLFO, J.P. Wind and temperature profiles for constant-flux boundary layers in lapse conditions with a variable eddy-conductivity to eddy viscosity ratio. Journal of the Atmospheric Sciences, 23(5):495-502, 1966.
- PANOFSKY, H.A.; BLACKADAR, A.K.; Mc VEHL, G.E. The diabatic wind profile. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 86:390-398, 1960.
- PAULSON, C.A. The mathematical representation of wind speed and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. Journal of Applied Meteorology, 9(6):857-861, 1970.
- PRANDTL, L. Über die ausgebildete Turbulenz, ZAMM, 5:136-139, 1925.
- PRANDTL, L. Meteorologische Anwendungen der Stromungslehre, Beitr. Phys. fr. Atmosph., 19(3):188-202, 1932a.
- PRANDTL, L. Zur turbulenten Stromung in Rohren und langs. Platten, Ergebn. Aerodyn. Versuchsanst., 4:18-29, 1932b.
- PRUITT, W.O.; MORGAN, D.L.; LOURENCE, F.J. Momentum and mass transfer in the surface boundary layer. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 99(420):370-386, 1973.

SALATI, E.; VOSE, P.B. Amazon basin: a system in equilibrium.
Science, 225(4658):129-138, 1984.

SELLERS, W.D. A simplified derivation of the diabatic wind profile.
Journal of the Atmospheric Sciences, 19:180-181, 1962.

SCHLICHTING, H. Boundary layer theory. 4. ed., (translated by J.
Késtin), New York, NY, McGraw-Hill, 1968.

SHUTTLEWORTH, W.J.; Mc NEIL, D.D.; MOORE, C.J. A switched continuous-
-wave sonic anemometer for measuring surface heat fluxes. Boundary-
Layer Meteorology, 23(4):425-448, 1982.

SHUTTLEWORTH, W.J.; GASH, J.H.C.; LLOYD, C.R.; MOORE, C.J.; ROBERTS,
J.; MARQUES FILHO, A.O.; FISCH, G.; SILVA FILHO, V.P.; RIBEIRO,
M.N.G.; MOLION, L.C.B.; SÁ, L.D.A.; NOBRE, J.C.A.; CABRAL, O.M.R.;
PATEL, S.R.; MORAES, J.C. Eddy correlation measurements of energy
partition for Amazonian Forest. Quarterly Journal of the Royal
Meteorological Society, 110(466):1143-1162, 1984.

SHUTTLEWORTH, W.J., GASH, J.N.C.; LLOYD, C.R.; MOORE, J.C.; ROBERTS,
J.M.; MARQUES FILHO, A.O.; FISCH, G.F.; SILVA FILHO, V.P.; RIBEIRO,
M.N.G.; MOLION, L.C.B.; SÁ, L.D.A.; NOBRE, C.A.; CABRAL, O.M.R.;
PATEL, S.R.; MORAES, J.C. Daily variations of temperature
and humidity within and above Amazonian Forest. Weather,
40(4):102-108, 1985.

STEARNS, C.R. Determining Surface Roughness and Displacement
Height. Boundary-Layer Meteorology, 1(2):102-111, 1970.

STEWART, J.B.; THOM, A.S. Energy Budgets in Pine Forest. Quarterly
Journal of the Royal Meteorological Society, 99(419):154-170, 1973.

- RAUPACH, M.R. Anomalies in flux-gradient relationships over forests. Boundary-Layer Meteorology, 16(4):467-486, 1979.
- RAUPACH, M.R.; THOM, A.S. Turbulence in and above plant canopies. Annual Review of Fluid Mechanics, 13:97-129, 1981.
- RAUPACH, M.R.; THOM, A.S., EDWARDS, I. A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces. Boundary-Layer Meteorology, 18(4):373-397, 1980.
- REYNOLDS, O. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. Phil. Trans, Roy. Soc. London, 186:123-161, 1894.
- RICHARDSON, L.F. The supply of energy from and to atmospheric eddies. Proc. Roy. Soc. of London, A97:354-373, 1920.
- ROBINSON, S.M. Computing wind profile parameters. Journal of the Atmospheric Sciences, 19(2):189-190, 1962.
- RUELLE, D. What are the measures describing turbulence? Prog. Theor. Phys. Suppl. 64:339-345, 1978.
- SÁ, L.D.A. Um estudo sobre a estrutura do vento acima da savana tropical. Tese de Mestrado em Meteorologia. São José dos Campos, INPE, 1982. (INPE-2412-TDL/092).
- SÁ, L.D.A.; VISWANADHAM, Y.; MANZI, A.O. Energy receipt partitioning over the Amazonian forest. São José dos Campos, INPE, 1986. (INPE-3980-PRE/990). Submitted The Archive for Meteorology, Geophysics, and Bioclimatology series B.

- SUTTON, O.G. Micrometeorology. New York, NY, McGraw-Hill, 1953.
- SWINBANK, W.C. The exponential wind profile. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 90:119-135, 1964.
- SWINBANK, W.C. A comparison between predictions of dimensional analysis for the constant-flux layer and observations in unstable conditions. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 94:460-467, 1968.
- TAJCHMAN, S.J. Comments on measuring turbulent exchange within and above forest canopy. American Meteorological Society, 62(11):1550-1559; 1981.
- TAYLOR, R.J. The form of the wind profile in the layer of atmosphere near the ground. Bull. Acad. Sci. USSR, Geophys. Ser., 12:18-21, 1960.
- TENNEKES, H.; LUMLEY, J.L. A first course in turbulence. Cambridge, MA, MIT, 1972.
- TENNEKES, H. Similarity relations, scaling laws and spectral dynamics. In: NIEUWSTADT, F.T.M.; VAN DOP, H., ed. Atmospheric turbulence and air pollution modelling. Dordrecht, Holland, D. Reidel, 1982. p. 37-64.
- THOM, A.S. Momentum absorption by vegetation. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 97(414):414-428, 1971.

- THOM, A.S. Momentum, mass and heat (transfer) exchange of plant communities. In: MONTEITH, J.L., ed. Vegetation and the Atmosphere. London, Academic, 1975, v.1, c. 3, p. 57-109
- THOM, A.S.; STEWART, J.B.; OLIVER, H.R.; GASH, J.H.C.
Comparison of aerodynamic and energy budget estimates of fluxes over a pine forest. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 101(427):93-105, 1975.
- VISWANADHAM, Y. Examination of the empirical flux-profile models in the Atmospheric Surface Boundary Layer. Boundary-Layer Meteorology, 22(1):61-67, 1982.
- VISWANADHAM, Y.; SÁ, L.D.A.; SILVA FILHO, V.P.; MANZI, A.O.
Ratios of eddy transfer coefficients over the Amazon forest. São José dos Campos, INPE, 1986. (INPE-4059-PRE/1018).
- WEBB, E.K. Profile relationships: the log-linear range and extension to strong stability. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, 96(407):67-90, 1970.
- YAGLOM, A.M. Comments on wind and temperature flux-profile relationships. Boundary-Layer Meteorology, 11(1):89-102, 1977.
- YAMAMOTO, G. Theory of turbulent transfer in non-neutral conditions. Journal of the Meteorological Society of Japan, Ser. II, 37(2):60-69, 1959.
- YAMAMOTO, G. Generalization of the Keyes formula in diabatic condition and related discussion on the critical Richardson number. Journal of Meteorological Society of Japan Ser.II, 53:189-195, 1975.

ZILITINKEVICH, S.S.; CHALIKOV, D.V. On the determination of the universal wind and temperature profiles in the surface layer of the atmosphere. Izvestiya Academy of Sciences of the USSR., Atmospheric and Oceanic Physical, 4(3):294-302, 1968a.

ZILITINKEVICH, S.S.; CHALIKOV, D.V. On the computations of the vertical turbulent fluxes in the surface of the atmosphere from data of profile observations. Izvestiya Academy of Sciences of the USSR., Atmospheric and Oceanic Physical, 4:915-929, 1968b.