



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

**INPE-614-LAFE**

**ESTUDO DE TURBULÊNCIA EM UMA ESTRATIFICAÇÃO  
ESTÁVEL PERTO DO SOLO**

Pedro Vieira de Azevedo

Tese de Mestrado em Ciência Espacial e da Atmosfera, especialidade Meteorologia  
orientada pelo Dr. Y. Viswanadham, aprovada em Janeiro de 1975.

INPE  
São José dos Campos  
1975

INPE-614-LAFE

TÍTULO: ESTUDO DE TURBULÊNCIA EM UMA  
ESTRATIFICAÇÃO ESTÁVEL PERTO DO  
SOLO

AUTOR: P. V. de Azevedo

PROJETO: MESA

PUBLICADO EM: Janeiro de 1975



**SERVIÇO PÚBLICO FEDERAL**  
CONSELHO NACIONAL DE PESQUISAS  
**INSTITUTO DE PESQUISAS ESPACIAIS**  
São José dos Campos - Estado de S. Paulo - Brasil

*ESTUDO DE TURBULÊNCIA EM UMA ESTRATIFICAÇÃO  
ESTÁVEL PERTO DO SOLO*

*Este trabalho foi apresentado como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciência Espacial e da Atmosfera, com especialização em Meteorologia, por Pedro Vieira de Azevedo, tendo como orientador o Dr. Y. Viswanadham, e sua publicação foi autorizada pelo abaixo assinado,*

*Fernando de Mendonça*  
Fernando de Mendonça  
Diretor Geral

*Dedico este trabalho à meus pais,*

*Elias Vieira de Melo*

*e Jovelina Vieira de Azevedo*

AGRADECIMENTOS

*Aos Drs. Fernando de Mendonça e Luiz Gylvan Meira Filho,  
pelo apoio;*

*Dr. Y. Viswanadham, pela orientação;*

*Srta. Marlene Elias, pelas discussões proveitosas;*

*Srs. Julio Lucatto e Elciene Schneider, pela cooperação  
na obtenção de dados em Cachoeira Paulista;*

*e a todos que fazem parte do Projeto MESA e direta ou  
indiretamente auxiliaram-me no desenvolvimento deste  
trabalho.*

## RESUMO

Perfis de vento e temperatura para um largo intervalo de condições estáveis na camada limite superficial são analisados no contexto da teoria da similaridade de Monin-Obukhov. As funções universais de Monin-Obukhov  $\phi$  para a quantidade de movimento e calor variam linearmente em todo o intervalo de estabilidade das observações. A razão dos coeficientes de difusividade turbulenta para o calor e a quantidade de movimento foi avaliada pelas funções  $\phi$  e foi encontrada como sendo igual a 1,35 para condições quase-neutras. Essa razão decresce com o aumento da estabilidade e altura. Ela está em concordância com uma fórmula proposta por Businger através de medidas das flutuações do vento e da temperatura. O presente estudo mostra que a relação log-linear representa bem as observações em todo o intervalo de estabilidade selecionado (isto é, para um intervalo de  $n^2$  de Richardson entre 0,004 a 0,21). Também é mostrada uma interação entre a "Lei da Potência" de Deacon e a teoria da similaridade de Monin-Obukhov. As taxas de dissipação turbulenta foram calculadas pelos perfis. Pela análise do balanço de energia cinética turbulenta verificou-se que a divergência na vertical do excesso de energia produzida pelo cisalhamento e pelas flutuações locais da temperatura pode ser desprezada.

## ABSTRACT

Wind and temperature profiles for a wide range of stable conditions in the surface boundary layer are analyzed in the context of Monin-Obukhov similarity theory. The diabatic mean profile forms are presented. The Monin-Obukhov universal  $\phi$  functions for momentum and heat vary linearly over the entire stability range of the observation. The ratio of eddy diffusivity coefficients for heat and momentum is evaluated from  $\phi$  functions and it is found to be equal to 1.35 for near neutral conditions. This ratio decreases with increase of instability and height. It is in agreement with a formula proposed by Businger from fluctuations measurements of wind and temperature. It is shown that the log-linear relation fits the observations well over a selected range of stability (i.e., Richardson number range between 0.004 to 0.21). This study also reconciles Deacon power law approach with the similarity theory of Monin-Obukhov. Turbulent dissipation rates are calculated from profiles. It appears that the vertical divergence in the energy balance of both velocity and temperature is of negligible importance.

## INDICE

Agradecimentos. . . . .	iv
Resumo. . . . .	v
Abstract. . . . .	vi
Lista de Figuras. . . . .	viii
Lista de Tabelas. . . . .	ix
Símbolos. . . . .	x
INTRODUÇÃO. . . . .	1
CAPÍTULO I - ANÁLISE DOS PERFIS . . . . .	5
I.1 - Sistema de coordenadas . . . . .	5
I.2 - Índice de similaridade . . . . .	5
I.3 - Dados. . . . .	8
I.4 - Discussão do Índice P. . . . .	10
I.5 - Perfis de vento e temperatura na estabilidade. . . . .	12
I.6 - Resultados . . . . .	19
I.7 - Análise dos gradientes adimensionais de vento e temperatura. . . . .	32
I.8 - Razão entre os coeficientes de difusividade turbulenta . . . . .	35
I.9 - Fator forma. . . . .	41
I.10 - Resultados na análise da forma dos perfis. . . . .	42
CAPÍTULO II - NÚMERO DE DEACON E A LEI LOG-LINEAR . . . . .	45
II.1 - Descrição teórica. . . . .	45
II.2 - Resultados da análise entre $\beta$ e RI . . . . .	48
CAPÍTULO III - BALANÇO DE ENERGIA . . . . .	53
III.1 - Equações do balanço local de energia cinética turbulenta . . . . .	53
III.2 - Taxas de dissipação. . . . .	55
III.3 - Dedução do fluxo através das taxas de dissipação . . . . .	56
III.4 - Discussão do balanço de energia. . . . .	57
CAPÍTULO IV - CONCLUSÕES FINAIS . . . . .	63
BIBLIOGRAFIA. . . . .	65
APÊNDICE. . . . .	A.1



## LISTA DE FIGURAS

Fig. 1.1 - Um modelo diagrama mostrando os n $\bar{v}$ veis selecionados para o c $\bar{a}$ lculo do $\bar{I}$ ndice P e R $\bar{i}$ . . . . .	7
Fig. 1.2 - Relac $\bar{a}$ o entre o cisalhamento adimensional do vento S em fun $\bar{c}$ o da altura adimensional z/L' . . . . .	22
Fig. 1.3 - Perfis logar $\bar{i}$ tmicos do vento e da temperatura, com alto grau de estabilidade (R $\bar{i}$ $\geq$ 0,2), mostrando o desvio da forma log-linear. . . . .	26
Fig. 1.4 - Valores do vento observado em fun $\bar{c}$ o dos valores calculados pela equac $\bar{a}$ o do perfil log-linear. . . . .	27
Fig. 1.5 - Comparac $\bar{a}$ o da velocidade friccional calculada pelos dois m $\bar{e}$ todos. . . . .	29
Fig. 1.6 - Comparac $\bar{a}$ o do fluxo de calor sens $\bar{i}$ vel calculado pelos dois m $\bar{e}$ todos. . . . .	30
Fig. 1.7 - Relac $\bar{a}$ o entre o cisalhamento adimensional e a altura adimensional. (a) para o vento e (b) para a temperatura. . . . .	34
Fig. 1.8 - Valores da raz $\bar{a}$ o K $\bar{H}$ /K $\bar{M}$ plotados em fun $\bar{c}$ o de z/L. . . . .	38
Fig. 1.9 - Fator forma como fun $\bar{c}$ o do n $\bar{q}$ de Richardson a 4m. . . . .	44
Fig. 2.1 - Relac $\bar{a}$ o entre o n $\bar{q}$ de Deacon e o n $\bar{q}$ de Richardson . . . . .	50
Fig. 3.1 - Taxa adimensional de dissipac $\bar{a}$ o de energia cin $\bar{e}$ tica turbulenta mec $\bar{a}$ nica em fun $\bar{c}$ o da altura adimensional . . . . .	58
Fig. 3.2 - Taxa adimensional de dissipac $\bar{a}$ o de energia cin $\bar{e}$ tica turbulenta t $\bar{e}$ rmica em fun $\bar{c}$ o da altura adimensional . . . . .	59

## LISTA DE TABELAS

Tabela A	- Detalhes dos dados usados nos cálculos. . . . .	9
Tabela 1	- Valores médios do Índice P para intervalos do nº de Richardson . . . . .	11
Tabela 2	- Valores de $u_*$ , L e $\alpha$ calculados pelos dois métodos. . . . .	21
Tabela 3	- Valores da temperatura escalar $\theta_*$ e de $\alpha_\theta$ . . . . .	24
Tabela 4	- Fluxo de calor sensível calculado pelos dois métodos. . . . .	31
Tabela 5	- Vários parâmetros calculados para perfis desde uma condição quase-neutra até alto grau de estabilidade. . . . .	39
Tabela 6	- Valores da tensão de cisalhamento $\tau$ e o coeficiente de variação turbulenta $K_M$ . . . . .	40
Tabela 7	- Taxas locais médias de dissipação de energia cinética turbulenta mecânica $\bar{\epsilon}$ e térmica $\bar{N}$ . . . . .	60
Tabela 8	- Valores da taxa adimensional de dissipação para o vento ( $f(\zeta)$ ) e temperatura ( $\phi_H(\zeta)$ ) e outras variáveis $z/L$ e $\theta_*$ . . . . .	61

## SÍMBOLOS

a, b	alturas [L]
$C_p$	calor específico do ar à pressão constante [ $L^2 T^{-2} \theta^{-1}$ ]
E	fluxo de vapor d'água [ $L^{-2} M T^{-1}$ ]
g	aceleração devido à gravidade [ $L T^{-2}$ ]
H	fluxo de calor sensível [ $M T^{-3}$ ]
k	constante de Von Kármán
$K_e$	energia cinética turbulenta de cisalhamento [ $L^2 T^{-2}$ ]
$K_T$	energia cinética turbulenta térmica [ $\theta^2$ ]
$K_H, K_M, K_E$	coeficientes de difusividade turbulenta do calor, quantidade de movimento e vapor d'água [ $L^2 T^{-1}$ ]
L	comprimento de Monin-Obukhov [L]
$L'$	comprimento gradiente de Panofsky [L]
N	taxa média de dissipação de energia cinética turbulenta, devido às flutuações da temperatura [ $\theta^2 T^{-1}$ ]
P	Índice de similaridade
q	umidade específica local média [ $M M^{-1}$ ]
Ri	número de Richardson
Rf	número de fluxo de Richardson
$Ri_c$	número de Richardson crítico
$Ri_z$	número de Richardson na altura z
S	cisalhamento adimensional do vento
u, v, w	velocidades locais médias do vento ao longo dos eixos longitudinal x, lateral y e vertical z, respectivamente [ $L T^{-1}$ ]
u', w'	flutuações locais do vento [ $L T^{-1}$ ]

$u_*$	velocidade friccional do vento $[L T^{-1}]$
$X$	uma variável $[L T^{-1}, M M^{-1}, \theta]$
$x_1$	um parâmetro variável dado pela equação (1.9b) $[L]$
$y_1$	um parâmetro variável dado pela equação (1.9a) $[L T^{-1}]$
$\beta$	número de Deacon
$\alpha$	parâmetro de Monin-Obukhov
$\alpha_U$	parâmetro de Monin-Obukhov para o vento
$\alpha_\theta$	parâmetro de Monin-Obukhov para a temperatura
$\epsilon$	taxa média de dissipação de energia cinética turbulenta, devido à viscosidade $[L^2 T^{-3}]$
$\gamma_{1,2}; \gamma_{2,3}; \gamma_2$	parâmetros definidos pelas equações (2.7); (2.6) e (2.8)
$\theta$	temperatura potencial local média $[\theta]$
$\theta_*$	temperatura escalar $[\theta]$
$\rho$	densidade do ar $[M L^{-3}]$
$\phi_M, \phi_H, \phi_E$	funções não conhecidas, relacionadas com a razão $z/L$ , para perfis de vento, temperatura e umidade, respectivamente
"_____"	média para um intervalo de tempo
$\theta'$	flutuações locais da temperatura potencial $[\theta]$
$\tau$	tensão superficial de cisalhamento $[L^{-1} M T^{-2}]$
$\zeta = z/L$	altura adimensional
$u = U$	
$u_* = U_*$	
$z = Z$	

## INTRODUÇÃO

Este estudo concentrar-se-á na "camada limite superficial", a qual via de regra é termalmente estratificada, caracterizando-se também pelas condições de grande instabilidade durante o dia e inversões à noite. Muitos investigadores como: Panofsky [1963], McVehil [1964], Webb [1965 e 1970], Oke [1970], Taylor [1960] e Tatarskii [1961], tem analisado os perfis de vento e temperatura, partindo de condições quase-neutras para condições de instabilidade e estabilidade, usando, para isso, a teoria da similaridade de Monin-Obukhov [1954]. Como resultado dessas análises, foi mostrado que os perfis de vento e temperatura são semelhantes para valores muito pequenos do nº de Richardson e que a lei do perfil "log-linear" é aplicável apenas para pequenos desvios em torno da condição quase-neutra.

Como podemos ver, a característica principal das pesquisas micrometeorológicas tem sido estabelecer meios de derivar os fluxos de calor e da quantidade de movimento, já que na camada limite superficial, os processos predominantes são os transportes verticais da quantidade de movimento e do calor sensível. Nesta camada, os efeitos da força de Coriolis, assim como as flutuações locais de pressão são ignorados para fins de estudos dos perfis de vento e temperatura. Usaremos o nº de Richardson como parâmetro de estabilidade, pelo fato do mesmo ser facilmente determinado através apenas dos perfis de vento e temperatura e por estar diretamente ligado às equações básicas e aos outros parâmetros de estabilidade.

Generalizações acerca das relações entre os gradientes estão em estado bastante evoluído, embora certas incertezas sejam sugeridas como resultados de novos estudos [Businger e outros, 1971]. Com exceção da quantidade de movimento, existe uma fonte de incertezas com respeito às razões entre os coeficientes de transferência da quantidade de movimento, calor sensível e vapor d'água,  $K_M$ ,  $K_H$  e  $K_E$ , principalmente para condições adiabáticas. Até para condições adiabáticas, onde os coeficientes  $K_M$ ,  $K_H$  e  $K_E$  são comumente considerados iguais entre si, existem dúvidas consideráveis, já que um certo número de trabalhos tem produzido resultados significativamente diferentes. Considerando, por exemplo, o valor para condições quase-neutras de  $K_H/K_M = 1,35$  apresentado por Businger [1971], comparado com  $K_H/K_M = 0,8$  sugerido por Priestley [1959].

McVehil [1964] apresentou uma razoável concordância entre a lei dos perfis log-lineares e os perfis observados, para considerável intervalo do nº de Richardson. Ele indicou que a determinação de uma variação sistemática do parâmetro de Monin-Obukhov  $\alpha$ , no limite superior deste intervalo de RI, deve ser feita com dados precisos de observações, a fim de estudar melhor o comportamento de  $K_H/K_M$ . O'Brien [1965] examinou a estatística de perfis de vento e temperatura e mostrou que a lei log-linear estava em perfeita concordância com as observações. Oke [1970] e Webb 1970 encontraram que a lei log-linear representa as condições observadas até relativamente grandes valores de Ri, onde segundo Webb, os perfis mudam para a forma logarítmica. Businger e outros [1971] determinaram que a camada limite superficial estável tem uma estrutura de vento

e temperatura muito simples, a qual pode ser representada pela variação linear dos gradientes adimensionais com o parâmetro de estabilidade. Suposições analíticas dos perfis de vento e temperatura podem afetar as conclusões a serem tomadas acerca da variação da razão  $K_H/K_M$  com a estabilidade. É necessário separar os resultados obtidos diretamente dos dados e os resultados obtidos através do tratamento matemático destes dados.

O presente estudo trata de três aspectos relacionados com o problema da camada limite superficial. Inicialmente fizemos uma análise de perfis de vento e temperatura, observados em ar estável. Esta mostra o intervalo no qual a lei log-linear de Monin-Obukhov é válida e tiramos algumas conclusões sobre a razão entre os coeficientes de variação turbulenta da quantidade de movimento e do calor sensível em condições estáveis- Posteriormente fizemos um exame da relação entre o  $n^{\circ}$  de Deacon e a lei log-linear para perfis de vento e temperatura, tomados em pares de observações, a fim de definirmos suas variações com o  $n^{\circ}$  de Richardson. Finalmente deduzimos indiretamente a taxa média de dissipação da energia cinética turbulenta, devida à viscosidade e a taxa média de dissipação das flutuações da temperatura, devida à condutividade molecular.

The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions. It emphasizes that proper record-keeping is essential for the integrity of the financial system and for the ability to detect and prevent fraud. The text outlines the various methods used to collect and analyze data, including the use of statistical models and computerized databases. It also mentions the role of regulatory bodies in ensuring compliance with established standards and procedures.

The second part of the document focuses on the implementation of internal controls and risk management strategies. It describes how organizations can establish a strong framework of checks and balances to minimize the risk of errors and misstatements. Key elements of this framework include the separation of duties, the use of independent audits, and the implementation of robust information systems. The text also discusses the importance of regular monitoring and reporting to management and external stakeholders. Furthermore, it highlights the need for ongoing training and education for all employees to ensure they are up-to-date on the latest best practices and regulatory requirements.

The final part of the document provides a summary of the key findings and recommendations. It reiterates the importance of a proactive approach to financial management and the need for continuous improvement. The text concludes by emphasizing the role of leadership in setting the tone for a culture of transparency and accountability. It also provides a list of resources and references for further reading on the topics discussed in the document.



## CAPÍTULO I

### ANÁLISE DOS PERFIS

#### I.1 - SISTEMA DE COORDENADAS

Os eixos  $x$ ,  $y$ ,  $z$  serão tomados formando um sistema tri-ortogonal com  $x$  na direção do vento local médio e  $z$  na direção da vertical local. As componentes da velocidade do vento local serão denotadas por  $u$ ,  $v$ ,  $w$ . As componentes locais médias correspondentes a  $u$  e  $w$  serão consideradas desprezíveis, assumindo o terreno plano, e a componente local média na direção  $x$  será, por conveniência, denotada simplesmente por  $u$ .

#### I.2 - ÍNDICE DE SIMILARIDADE

Numa camada de fluxo constante, completamente turbulenta e num dado período de tempo, os fluxos líquidos turbulentos da quantidade de movimento, calor sensível e vapor d'água, respectivamente, são dados por Priestley, [1959]:

$$\tau = \rho K_M \frac{\partial u}{\partial z}; \quad H = -\rho C_p K_H \frac{\partial \theta}{\partial z}; \quad E = -\rho K_E \frac{\partial q}{\partial z} \quad (1.1)$$

onde

$K_M$ ,  $K_H$  e  $K_E$  - coeficientes de difusividade turbulenta da quantidade de movimento, do calor sensível e do vapor d'água, respectivamente,

- $\tau$  - tensão de cisalhamento horizontal,
- H - fluxo vertical de calor sensível (positivo quando o fluxo é ascendente),
- E - fluxo vertical de vapor d'água,
- $\theta$  - temperatura potencial local média, e
- q - umidade específica local média.

McVehil [1964], definiu um índice de similaridade P, como sendo a razão entre o gradiente vertical da velocidade do vento e o gradiente vertical da temperatura potencial, ou seja:

$$P = \frac{(\frac{\Delta U}{\Delta \theta})_2}{(\frac{\Delta U}{\Delta \theta})_1} = \frac{(\frac{\partial U}{\partial z} / \frac{\partial \theta}{\partial z})_2}{(\frac{\partial U}{\partial z} / \frac{\partial \theta}{\partial z})_1} \quad (1.2)$$

onde os subscritos 1 e 2 referem-se aos intervalos de altura, nos quais as diferenças finitas são tomadas.

Sendo os fluxos de calor sensível e da quantidade de movimento constantes com a altura, então P terá o valor 1 para uma perfeita similaridade entre os perfis e que para  $P > 1$  ou  $P < 1$  indica que a razão  $K_H/K_M$  cresce ou decresce com a altura.

Para obtermos uma melhor análise da variação da razão entre os coeficientes de variação turbulenta do fluxo de calor sensível e da quantidade de movimento  $K_H/K_M$ , usamos o modelo mostrado na Figura 1.1,

através do qual foram calculados o índice de similaridade e os respectivos valores do nº de Richardson (Ri) para os níveis de 2, 4 e 8m.

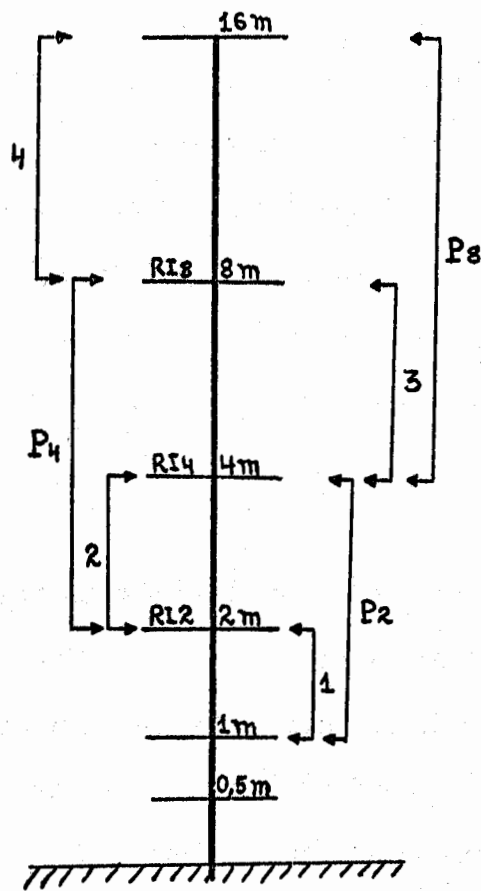


Figura 1.1 - Distribuição de camadas.

### I.3 - DADOS

Um certo número de expedições foram conduzidas durante o período de 1962, 1964 e 1965 pela Divisão de Meteorologia Física, Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization (CSIRO), as quais selecionaram o Norte de Victoria (Kerang) e o Sul de New South Wales (Hay) como locais ideais para a implantação de experimentos micrometeorológicos [Swinbank e Dyer, 1968].

Usamos os dados da publicação referente a essa expedição e algumas observações especiais obtidas pela mesma Divisão durante a noite. Estes dados foram analisados e selecionados, a fim de usarmos os mais realísticos perfis neste trabalho, o qual dependerá grandemente da precisão dos dados utilizados. A seleção dos perfis foi feita pelo coeficiente de Pearson, o qual dá a correlação linear entre duas variáveis (Tabela A).

Obtemos alguns perfis estáveis em Cachoeira Paulista. Esses perfis estão apresentados na Tabela B do Apêndice. Não temos condições de analisar esses perfis de vento e temperatura devido principalmente à imprecisão na obtenção (condições locais). Os perfis de temperatura mostram uma variação inconsistente com a altura e por essa razão usamos apenas os perfis de vento para o cálculo da tensão de cisalhamento ( $\tau$ ) e o coeficiente de difusividade da quantidade de movimento ( $K_M$ ). Os resultados desse cálculo estão na Tabela C do Apêndice.

T A B E L A A

DADOS USADOS NOS CALCULOS

NO DE SERIE	DATA	HORA	NEHULOSIDADE
1	17F62	2126	NIL
2	17F62	2159	NIL
3	19F62	1859	AS SC
4	12063	2033	NIL
5	12063	2108	NIL
6	12063	2200	NIL
7	14063	2011	NIL
8	14063	2047	NIL
9	12M64	2150	NIL
10	15S64	1532	RAC AS
11	15S64	1606	ANS SC
12	15S64	1639	ACU SC NS
13	12M65	18	2/ACI
14	12M65	2019	4/ACI
15	12063	2033	NIL
16	12063	2108	NIL
17	12063	2209	NIL
18	14063	2011	NIL
19	14063	2047	NIL
20	12M64	2150	NIL
21	11M65	2244	4/ACI
22	12M65	18	2/ACI
23	12M65	2019	4/ACI
24	17F62	2230	NIL
25	09S64	1547	RAS
26	15S64	1120	RAC AS
27	15S64	145A	RAC AS
28	16S64	1550	ACU
29	11M65	2244	4/ACI

#### I.4 - DISCUSSÃO DO ÍNDICE P

Os valores de P e Ri calculados segundo a distribuição de camadas da Figura 1.1 foram agrupados levando em consideração a altura e a estabilidade. Calculou-se o valor médio de P para cada classe de n<sub>0</sub> de Richardson mostrado na Tabela 1. O número de casos (N) e o desvio (SIGMA) em torno da média, para cada classe de n<sub>0</sub> de Richardson são dados nesta Tabela.

Os resultados mostrados na Tabela 1 indicam que  $P > 1$  na camada entre 1 - 4m, ou seja, para Ri calculado a 2m. Podemos ver também que P é maior na camada 1 - 4m do que nas outras camadas 2 - 8m e 4 - 16m. O índice P difere da unidade para grandes valores do n<sub>0</sub> de Richardson nos altos níveis. Isso mostra uma evidência de que, em condições estáveis, a razão  $K_H/K_M$  decresce com a altura. Esse decréscimo torna-se evidente nos dados quando o n<sub>0</sub> de Richardson a 4m e 8m excede o valor 0,2.

Na camada inferior, 1 - 4m, os perfis são quase-neutros e conseqüentemente o índice de similaridade P é um pouco maior do que a unidade.

T A B E L A 1

INTERVALOS DE RI	P	SIGMA	N
AUSTRALIA 1962-1963-1964-1965 INTERVALOS DE ALTURAS: 1-2H,2-4H			
RI A 2H			
0.00 - 0.05	1.21	0.21	7
0.05 - 0.10	1.17	0.17	10
0.10 - 0.20	1.42	0.00	5
0.20 - 0.30	1.33	0.74	1
AUSTRALIA 1962-1963-1964-1965 INTERVALOS DE ALTURAS: 2-3H,4-6H			
RI A 4H			
0.00 - 0.05	0.86*	0.00	1
0.05 - 0.10	0.90	0.11	10
0.10 - 0.20	0.93	0.27	10
0.20 - 0.40	0.84	0.08	2
AUSTRALIA 1962-1963-1964-1965 INTERVALOS DE ALTURAS: 4-8H,8-16H			
RI A 8H			
0.05 - 0.10	0.92	0.17	10
0.10 - 0.20	0.96	0.11	8
0.20 - 0.40	0.47	0.83	3
0.40 - 0.60	0.57	0.14	2

### 1.5 - PERFIS DE VENTO E TEMPERATURA NA ESTABILIDADE

De acordo com a teoria da similaridade de Monin-Obukhov, [1954] que expressa a influência da estratificação térmica nos perfis de vento e temperatura, existe uma função  $\phi(\zeta)$  que relaciona o cisalhamento adimensional  $S = \frac{kz}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z}$  e a altura adimensional  $\zeta = z/L$ , através da expressão:

$$S = \phi_M(\zeta) \quad (1.3)$$

onde

$k = 0,4$  (constante de Von Kármán)

$z$  - altura geométrica dos dois níveis considerados,

$u_* = (\tau/\rho)^{1/2}$  - velocidade friccional,

$\rho$  - densidade do ar,

$L$  - comprimento de Obukhov,

e segundo a teoria de Obukhov

$$L = - \frac{\rho C_p u_*^3 \theta}{g K_H}$$

onde

$C_p$  - calor específico do ar à pressão constante,

$g$  - aceleração da gravidade.

A função  $\phi_M(\zeta)$  se aproxima da unidade à medida que  $\zeta$  tende a zero, atinge a unidade nas condições neutras e cresce linearmente



com  $\zeta$ . A expressão mais adequada para  $\phi_M(\zeta)$  é a obtida por Monin-Obukhov através do desenvolvimento dessa função em série de Taylor, desprezando os termos não lineares, isto é:

$$\phi_M(\zeta) = 1 + \alpha\zeta \quad (1.5)$$

onde,  $\alpha$  é o parâmetro de Monin-Obukhov, o qual pode ser determinado pelos perfis de vento e temperatura observados.

Por outro lado, a variação vertical de uma propriedade média qualquer  $X(z)$ , numa camada de fluxo constante completamente turbulenta, é dada pela análise de similaridade de Monin-Obukhov por:

$$\frac{\partial X}{\partial z} = \frac{X_*}{kz} \phi_X(\zeta) \quad (1.6)$$

onde,  $X_*$  é um parâmetro escalar que pode ser usado nos seguintes casos:

$X_* = u_*$  e  $\phi_X = \phi_M$  para  $X = u$  (velocidade local média do vento),

$X_* = \theta_* = -\frac{H}{\rho C_p u_*}$  e  $\phi_X = \phi_H$  para  $X = \theta$  (temperatura potencial local média) e

$X_* = q_* = -\frac{E}{\rho u_*}$  e  $\phi_X = \phi_E$  para  $X = q$  (umidade específica local média).

Associando as equações (1.5) e 1.6), diferenciando e integrando podemos obter o conhecido perfil log-linear, dada por:

$$\frac{X - X_s}{X_*} = \frac{1}{k} \left( \ln \frac{z}{z_s} + \alpha_X \zeta \right) \quad (1.7)$$

onde  $z_s$  por conveção, é normalmente escrito  $z_0$ , chamado coeficiente de rugosidade da superfície, o qual é função da geometria do terreno e da viscosidade cinemática e por conseguinte difícil de ser determinado.

Após algumas manipulações matemáticas, Webb [1970] apresentou a equação (1.7) numa forma semelhante, representado  $X_s$  e  $X$  por  $X_a$  e  $X_b$  respectivamente, onde  $a$  e  $b$  representam duas alturas, isto é:

$$\frac{X_b - X_a}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} = \frac{X_*}{k} \left[ 1 + \frac{\alpha_X(b - a)}{L \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \right] \quad (1.8)$$

onde se substituirmos  $X$  pela velocidade do vento  $u$  e  $X_*$  pela velocidade friccional  $u_*$  teremos:

$$\frac{u_b - u_a}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} = \frac{u_*}{k} \left[ 1 + \frac{\alpha_U(b - a)}{L \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \right] \quad (1.9)$$

ou seja,

$$y_1 = \frac{u_*}{k} \left( 1 + \frac{\alpha_U}{L} x_1 \right) \quad (1.9a)$$

onde,

$$y_1 = \frac{u_b - u_a}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}$$
$$x_1 = \frac{b - a}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)} \quad (1.9b)$$

Para calcularmos os valores de  $u_*$ ,  $\alpha_U$  e  $L$ , consideramos que, se os perfis dos dados seguem a forma log-linear, então os pontos devem cair sobre uma reta, cuja inclinação é determinada pelo sinal de  $\frac{\alpha_U}{L}$ , ou seja, positivo para condições de estabilidade e negativo para condições de instabilidade. Logo, pela equação (1.9a) podemos observar que para  $x_1 = 0$  (ponto onde a reta intercepta o eixo vertical) temos  $y_0 = u_*/k$  e para  $y_1 = 0$  (ponto onde a reta intercepta o eixo horizontal) temos:

$$x_0 = - \frac{L}{\alpha_U} \quad (1.10)$$

e tendo em vista que o comprimento escalar  $L$ , que é uma função do fluxo de calor como vimos pela equação (1.4), não é conhecido inicialmente, usamos o coeficiente de estabilidade de Richardson definido por:

$$Ri = \frac{g \left( \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)}{\theta \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2} \quad (1.11)$$

o qual pode ser determinado diretamente pelos perfis de vento e temperatura e é relacionado com  $L$  pela equação:

$$Ri = \frac{\zeta}{1 + \alpha_U \zeta} \quad (1.12)$$

onde como definimos,  $\zeta = z/L$ .

Podemos ver pela equação (1.12) que para grandes valores de  $\zeta$ , ou seja,  $z/L \rightarrow \infty$ , o nº de Richardson  $Ri$  tende para um valor crítico.

$$Ri_c = \frac{1}{\alpha_u} \quad (1.13)$$

Substituindo o valor de  $au/L$  da equação (1.10) na equação (1.12) tere  
mos:

$$L = \frac{z}{Ri_z \left(1 - \frac{z}{x_0}\right)} \quad (1.14)$$

e como  $L/x_0 = -\alpha_u$ , então (1.14) pode ser escrita como:

$$\alpha_u = \frac{z}{Ri_z(z - x_0)} \quad (1.15)$$

Os valores de  $y_1$  e  $x_1$  da equação (1.9a) foram calculados pelo método da regressão linear e com isso calculou-se os parâmetros  $u_*$ ,  $L$  e  $\alpha_u$  com auxílio das equações (1.14) e (1.15).

Considerando termos interesse na análise da razão  $K_H/K_M$  entre os coeficientes de variação turbulenta do calor sensível e da quantidade de movimento, calculamos o comprimento gradiente  $L'$ , definido por Lumley e Panofsky [1964] como:

$$L' = \frac{u_* \theta \frac{\partial u}{\partial z}}{gk \frac{\partial \theta}{\partial z}} \quad (1.16)$$

o qual introduzido na equação (1.5) nos dá:

$$\phi_M(z) = 1 + \alpha' \frac{z}{L'} = (1 - \alpha' Ri)^{-1} \quad (1.17)$$

onde

$$\frac{L'}{L} = \frac{K_H}{K_M} \quad (1.18)$$

e como  $z/L' = (K_M/K_H)z/L$  então podemos definir um número de fluxo de Richardson por:

$$Rf = \frac{K_H}{K_M} Ri \quad (1.19)$$

onde

$$Rf = - \frac{gH}{\rho C_p \theta u_*^2 \frac{\partial u}{\partial z}} \quad (1.20)$$

Esse nº de fluxo de Richardson é bastante importante porque nos dá a razão entre a taxa de produção mecânica de turbulência e a taxa de produção térmica de turbulência, isto é, nos fornece uma medida da importância relativa dos efeitos térmicos.

Agora, levando em consideração que o fluxo turbulento  $\overline{u'w'}$  quido da quantidade de movimento, equação (1.1) pode ser escrita como:

$$\frac{\tau}{\rho} = \overline{u'w'} = u_*^2 = K_M \frac{\partial u}{\partial z} \quad (1.21)$$

então pela equação (1.17) podemos ver que:

$$K_M = u_* k z (1 + \alpha' \frac{z}{L'})^{-1} = u_* k z (1 - \alpha' Ri) \quad (1.22)$$

A expressão (1.22) mostra que  $K_M \rightarrow 0$ , à medida que o  $n\theta$  de Richardson tende para um valor crítico definido antes como  $Ri_c = 1/\alpha'$ .

O comprimento característico  $L'$  e o parâmetro  $\alpha'$  podem ser determinados diretamente pelos perfis observados, e a validade da equação (1.17) foi avaliada pelo método dos mínimos quadrados através da expressão:

$$u_b - u_a = \frac{u_*}{k} \left[ \ln \frac{z_b}{z_a} + (z_b - z_a) \frac{\alpha'}{L'} \right] \quad (1.23)$$

onde o incremento logarítmico da altura foi tomado  $\ln \frac{z_b}{z_a} = \ln 2$  ou  $\ln \frac{z_b}{z_a} = 2 \ln 2$ , segundo uma distribuição de camadas previamente estabelecida.

Para fins de precisão de cálculos, usamos dois métodos na determinação da velocidade friccional  $u_*$  e do fluxo de calor sensível  $H$ :

- (a) método da regressão linear usado por Webb [1970] e descrito acima,
- (b) método de três níveis usados por Kao [1959] para condições diabáticas, através do qual podemos determinar a velocidade friccional e o fluxo de calor sensível com auxílio apenas dos perfis de vento e temperatura observados, ou seja:

$$u_* = k \frac{(u_2 - u_1)(z_3 - z_2) - (u_3 - u_2)(z_2 - z_1)}{(z_3 - z_2)\ln\left(\frac{z_2}{z_1}\right) - (z_2 - z_1)\ln\left(\frac{z_3}{z_2}\right)} \quad (1.24)$$

e

$$H = \rho C_p u_*^2 \frac{\theta_1 - \theta_2}{u_2 - u_1} \quad (1.25)$$

## I.6 - RESULTADOS

Os valores de  $L$ ,  $L'$  e  $\alpha'$  calculados pelas equações (1.14), (1.15), (1.16) e (1.17) são mostrados na Tabela 2. Também são mostrados os valores da velocidade friccional média para cada perfil, calculados a través dos dois métodos mencionados anteriormente. Esses valores são sub ou superestimados no caso da regressão linear, em virtude de representarem valores médios para toda a camada, enquanto que, no caso do método de três níveis, representam valores médios para a camada 2 - 8m.

Com relação ao parâmetro de Monin-Obukhov, podemos observar por essa Tabela que o mesmo varia de perfil para perfil, mas que dentro de um certo intervalo de estabilidade desde aproximadamente  $Ri = 0,004$  até o limite do valor crítico,  $Ri = 0,21$ , pode ser considerado constante e para a presente análise tomamos o valor médio  $\alpha' = 4,8$  representativo de todos os perfis incluídos dentro deste intervalo de estabilidade.

A Figura 1.2 mostra o gráfico do cisalhamento adimensional calculado pela equação (1.3) em função da altura adimensional calculada pela equação (1.5) e usando a altura geométrica da camada. A parte

pontilhada da curva indica que quando  $z/L'$  tende a zero,  $S$  tende para o valor 1. Podemos ver também pela mesma figura que para grandes valores de  $z/L'$  ou de  $S$ , a curva tende para um valor crítico do nº de Richardson ( $Ri = 0,21$ ). Este valor está em concordância com a equação (1.13), pois pela equação (1.16) determinamos um valor médio para o parâmetro de Monin-Obukhov de  $\alpha' = 4,8$ , ou seja,  $Ri_c = 0,21$ .

Os resultados mostrados neste gráfico indicam de início que os perfis médios do vento seguem a forma log-linear em todo o intervalo de estabilidade, no qual o nº de Richardson é menor do que 0,21, ou seja,  $z/L' < 1,05$ .

Temos poucos pontos na região de  $z/L' = 0,5$ . Geralmente, é muito difícil obtermos condições de estabilidade acima desse grau, isto é,  $z/L' > 0,5$ , devido principalmente às dificuldades nas medidas do vento e temperatura na mais baixa camada da atmosfera.

A determinação de  $\alpha'$  em condições de extrema estabilidade de requer um estudo mais preciso, assim como de detalhes completos sobre o comportamento de  $K_H/K_M$ . De certo modo, a presente análise mostra claramente o valor crítico do nº de Richardson, o qual é mais importante na aplicação da lei log-linear em estudos da camada limite superficial.



TABELA 2

M E T O D O 2

M E T O D O 1

NO DE SERIE	$U_{z1}$	L	$\alpha$	$U_{z2}$	L	$\alpha'$
1	17.312	6.394	1.993	20.272	7.043	1.732
2	20.775	5.035	1.418	22.047	5.503	1.400
3	10.307	11.142	4.712	9.499	8.709	5.156
4	17.312	23.286	6.342	22.640	28.969	4.421
5	15.004	16.553	5.560	19.444	19.962	4.398
6	17.489	24.609	6.155	20.257	26.725	5.268
7	30.008	57.078	1.238	24.680	44.453	4.584
8	26.546	22.226	1.367	19.738	15.677	2.900
9	6.348	2.667	4.828	12.544	4.810	4.070
10	30.585	60.752	3.051	33.249	62.037	2.104
11	15.004	15.566	3.981	17.076	16.022	3.575
12	25.391	35.502	4.498	25.687	33.728	4.541
13	31.739	68.473	1.201	27.801	58.693	3.868
14	19.044	14.657	5.479	15.788	11.117	8.165
15	10.964	14.498	8.766	17.181	21.447	6.780
16	28.854	33.022	1.886	17.310	18.092	5.345
17	27.123	37.720	2.632	17.651	22.655	6.320
18	22.506	44.138	5.726	19.546	35.406	7.633
19	12.119	10.565	5.116	13.894	11.200	4.790
20	13.273	5.592	3.943	12.977	4.950	4.021
21	23.660	68.240	9.636	26.916	74.201	7.842
22	17.312	36.231	9.146	22.344	44.883	6.421
23	10.307	7.926	7.478	14.877	10.479	6.417

MEIAS

4.772

DESVIOS

1.71

Unidades: L, L' (m) e  $U_{z1}$ ,  $U_{z2}$  ( $m s^{-1}$ )

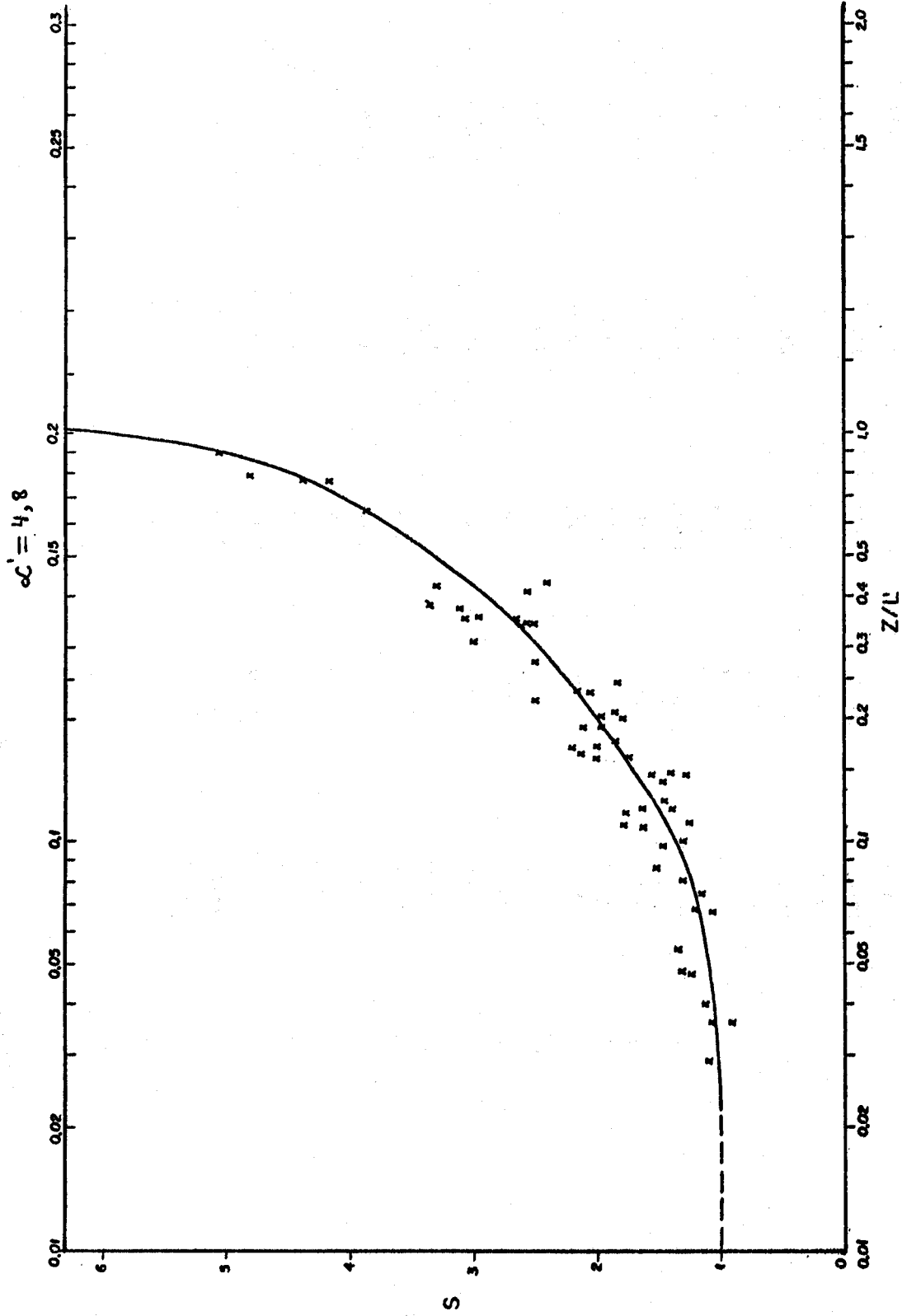


FIG. 1.2 DIAGRAMA DO CISALHAMENTO ADIMENSIONAL EM FUNÇÃO DA ALTURA ADIMENSIONAL.

Os valores de  $\alpha_\theta$  foram calculados através dos perfis de temperatura e seguindo o mesmo procedimento usado para o vento. Essa análise tem como finalidade evidenciar a similaridade entre os perfis de vento e temperatura e verificar a consistência dos cálculos de  $\alpha_u$ .

A Tabela 3 mostra, como resultado dessa análise, os valores médios da temperatura potencial escalar  $\theta_*$  e do parâmetro de Monin-Obukhov  $\alpha_\theta$ . Assim como no caso do vento, esse parâmetro varia de perfil para perfil e é um pouco maior do que o correspondente  $\alpha_u$ . Os perfis de temperatura incluídos na Tabela 3 representam o intervalo de estabilidade entre ( $0,04 \leq Ri \leq 0,21$ ), no qual a forma log-linear representa os dados observados.  $\alpha_\theta$  também foi considerado constante nesse intervalo e igual ao valor médio  $\alpha_\theta = 5,6$ . Esse valor médio pode ser usado no cálculo do fator forma dos perfis de temperatura.

Ambos  $\frac{\theta_*}{k}$  e  $\alpha_\theta$  foram obtidos pela regressão linear, onde  $\alpha_\theta$  está sujeito a erros mais sérios provenientes de pequenos erros em  $\frac{\theta_*}{k}$ , cuja determinação é bastante precisa pela análise de regressão, mas que um pequeno desvio na intercepção da reta com o eixo vertical, provoca um grande desvio na intercepção com o eixo horizontal e conseqüentemente, um grande erro na determinação de  $\alpha_\theta$ .

Como dissemos antes, se os dados seguem a forma log-linear, então os pontos resultantes de cada par de valores  $y_1$  e  $x_1$  da equação (1.9a), devem estar sobre uma linha reta. A Figura 1.3 mostra o gráfico de  $y_1$  e  $x_1$  para alguns perfis de vento e temperatura, seleção

T A B E L A 3

NO DE SERIE	$\theta^*$	$\Delta\theta$
3	0.079	6.63
4	0.380	4.43
6	0.281	5.72
7	0.141	9.87
8	0.479	3.90
9	0.143	5.52
12	0.431	3.25
13	0.236	4.96
14	0.136	6.30
15	0.380	3.62
17	0.271	5.87
18	0.141	10.22
19	0.479	3.28
20	0.236	4.80
22	0.134	5.21
23	0.136	8.37
MEDIA		5.52
PESVIO		2.12

Unidades:  $\theta^*$  (°C)

nados pelo extremo grau de estabilidade, ou seja, para  $Ri \geq 0,2$ . As linhas cheias nos gráficos, indicam a forma log-linear a ser seguida pelos perfis e segundo as quais tiramos as condições de contorno dadas pela equação (1.10). A parte curva pontilhada representa o desvio da forma log-linear que como podemos ver, somente aparece nos altos níveis e para grandes valores de  $Ri$ . Este desvio da forma log-linear indica que a partir desse grau de estabilidade crítico, os gradientes não podem persistir e temos uma queda no domínio da turbulência, passando a predominar outros processos tais como: ondas de gravidade e outros efeitos locais.

Na Figura 1.4 temos o gráfico dos dados do vento observados em função dos valores obtidos pela equação do perfil log-linear (1.23). Por essa figura podemos ver que essa expressão analítica é bastante válida na representação dos perfis observados abaixo de 16m e dentro do intervalo de estabilidade apresentado nesta análise, pois nessa figura foram postos apenas valores dos perfis com  $Ri < 0,21$ , já que para valores do nº de Richardson acima desse limite; os pontos não caíam sobre a linha reta, indicando com isso que a equação teórica do perfil log-linear não representa os dados observados em condições de estabilidade acima desse limite, ou seja, de extrema estabilidade, onde os efeitos turbulentos deixam de ser predominantes.

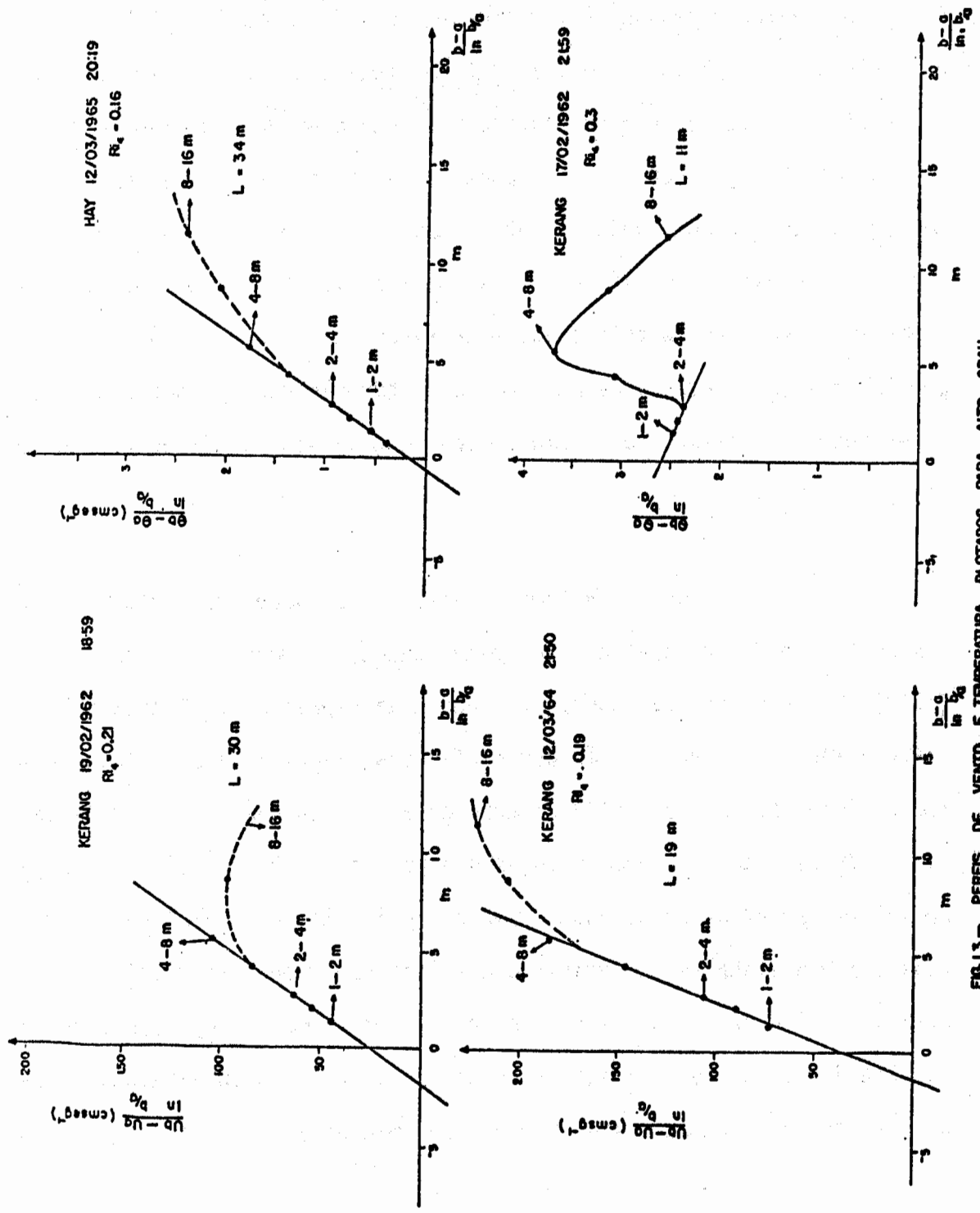


FIG.13 -- PERFS DE VENTO E TEMPERA. PLOTADOS PARA ALTO GRAU DE ESTABILIDADE. MOSTRANDO O DESVIO DA FORMA LOG-LINEAR.

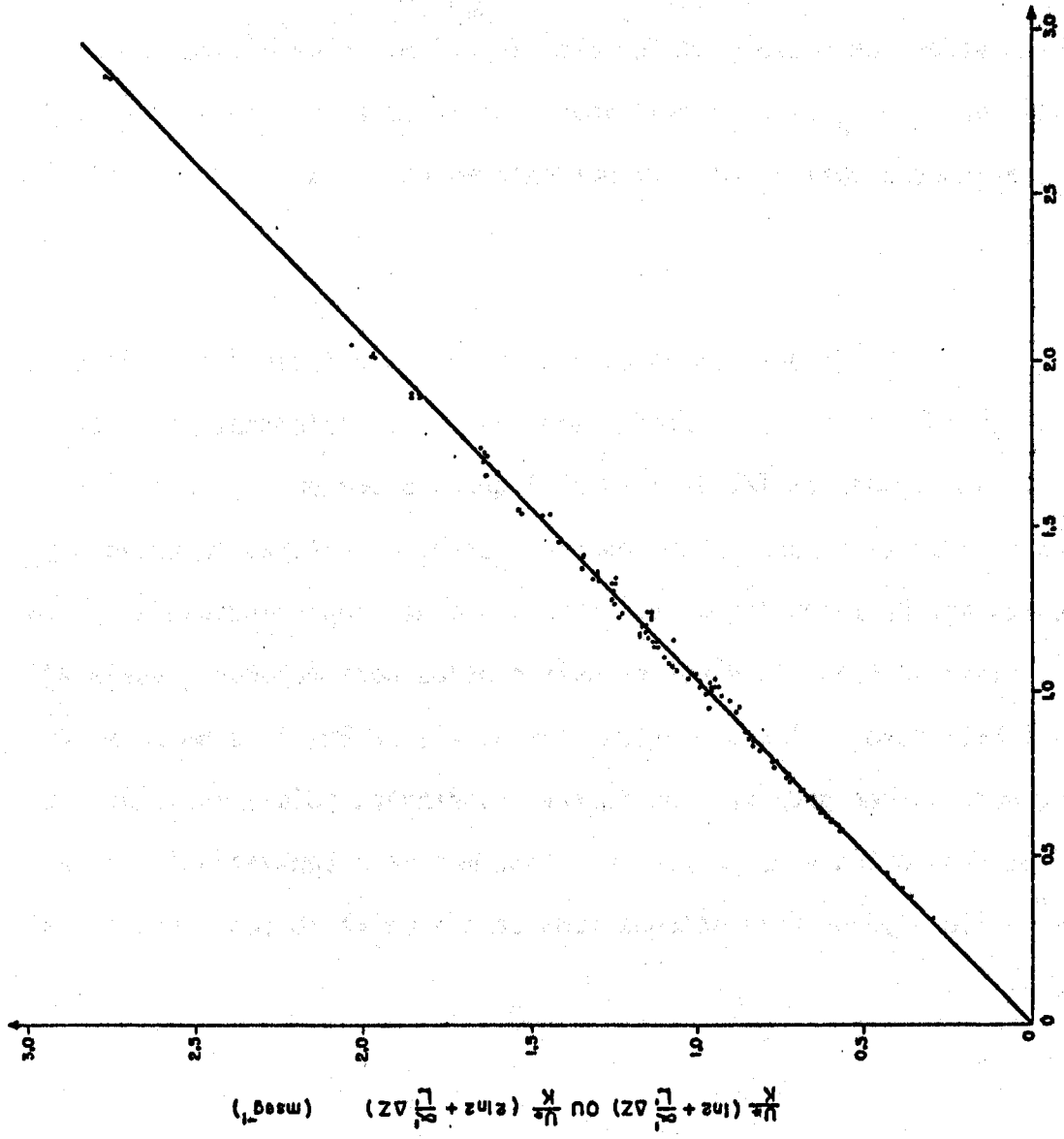
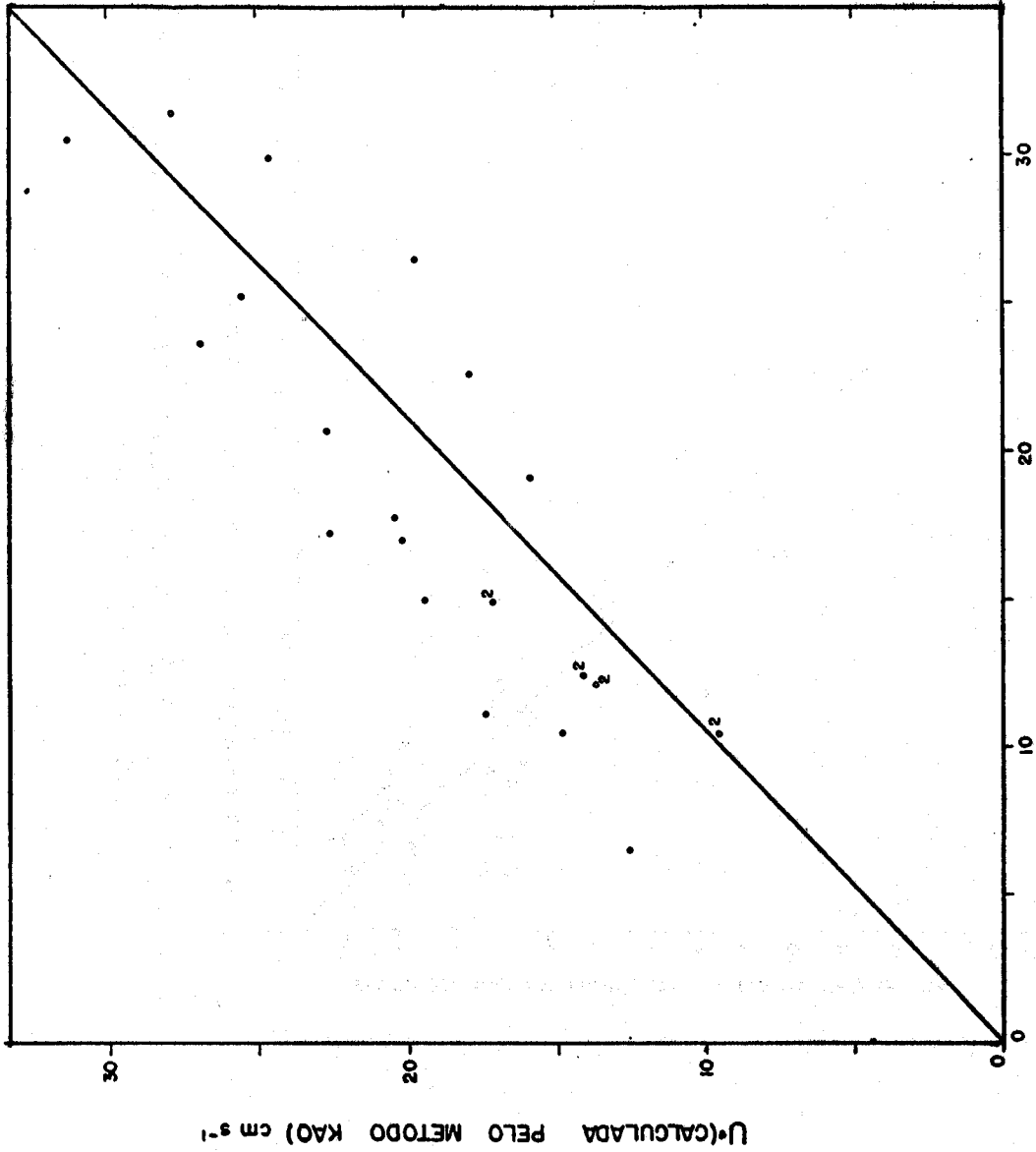


FIG. 1.4 - VALORES DAS DIFERENÇAS DO VENTO OBSERVADAS EM FUNÇÃO DOS VALORES CALCULADOS PELAS EQUAÇÕES DOS MÍNIMOS QUADRADOS.

Essa figura mostra claramente a precisão com a qual a análise de regressão da equação dos mínimos quadrados representa os dados observados. Como usamos intervalos logarítmicos de altura, então a variação de  $u_b - u_a$  em um perfil individual é um resultado da estabilidade e a equação mostra uma alta percentagem de variância na maioria dos perfis.

Na Figura 1.5 temos o gráfico das velocidades friccionais calculadas pelos dois métodos mencionados anteriormente e cujos valores foram tirados da Tabela 2. O nº 2 que aparece em alguns pontos da figura referem-se a dados observados em função de valores calculados pela regressão. Da mesma forma, a Figura 1.6 é uma representação dos dados do fluxo de calor sensível calculado pelos dois métodos (Tabela 4). Nessa Tabela temos valores do fluxo nos níveis de 2m, 4m e 8m em  $\text{mw cm}^{-2}$  e como podemos ver pode ser considerado constante, pois a variação de um nível para outro é muito pequena. Isso mostra a consistência dos cálculos do fluxo pelos dois métodos numa camada de fluxo constante da atmosfera.





U\* (CALCULADA PELA REGRESSÃO LINEAR)  $\text{cm s}^{-1}$   
FIG. 15- COMPARAÇÃO ENTRE A VELOCIDADE FRICCIONAL CALCULADA PELOS DOIS METODOS.

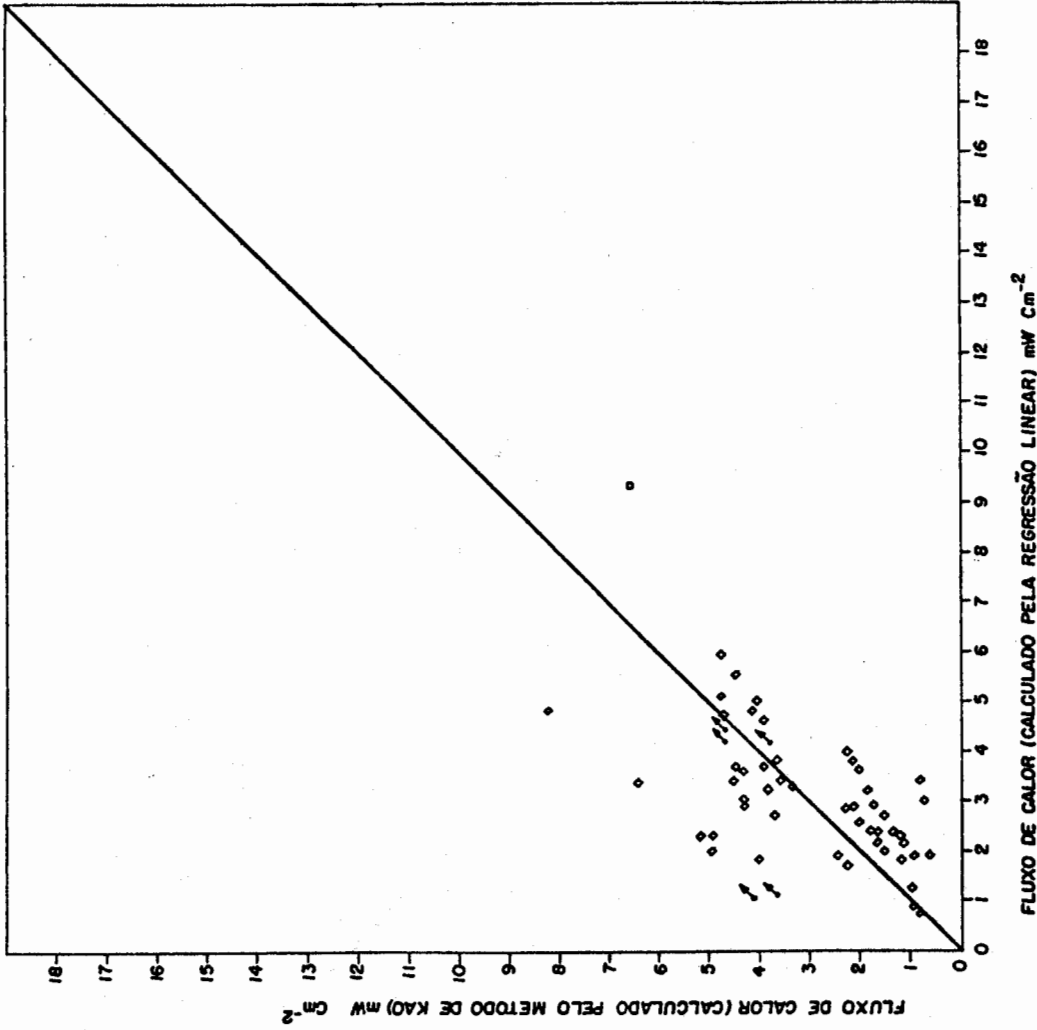


FIG. 1.6 - COMPARAÇÃO ENTRE O FLUXO DE CALOR SENSÍVEL CALCULADO PELOS DOIS METODOS

TABELA 4

M E T O D O 1

M E T O D O 2

NO. DE SERIE	2M	4M	8M	2M	4M	8M
1	9.365	9.461	13.954	6.526	6.733	8.742
2	18.336	16.476	24.983	14.513	13.789	13.525
3	0.725	0.837	1.271	0.876	0.979	1.000
4	3.972	3.629	2.949	2.203	2.053	1.689
5	3.824	3.171	2.700	2.172	1.837	1.469
6	2.890	2.873	2.461	2.140	2.163	1.848
7	2.727	3.349	2.878	3.759	4.628	4.318
8	4.848	4.817	3.445	8.229	8.216	6.418
9	3.083	3.837	4.791	0.772	0.879	0.947
10	5.997	5.539	4.682	4.730	4.410	3.834
11	3.318	2.763	2.432	2.437	2.065	1.607
12	5.143	4.733	3.872	5.389	4.428	3.644
13	3.577	3.682	3.032	4.307	4.444	4.238
14	2.757	3.214	3.448	3.863	4.562	4.466
15	2.346	1.900	1.941	0.919	0.760	0.660
16	3.168	2.596	1.943	8.280	6.794	4.989
17	2.303	2.229	1.804	5.121	4.973	4.016
18	1.774	1.932	1.843	2.221	2.443	2.257
19	2.392	2.015	1.895	1.752	1.501	1.257
20	3.312	3.743	4.987	3.375	3.882	4.098
21	2.664	2.203	2.497	1.937	1.626	1.795
22	2.430	2.210	2.241	1.382	1.241	1.276
23	2.410	2.734	3.166	1.149	1.329	1.383

TOCOS OS VALORES DO FLUXO DE CALOR SENSIVEL DA TABELA ACIMA SAO NEGATIVOS(FLUXO DESCENDENTE) ( mW/cm<sup>2</sup> )

## I.7 - ANÁLISE DOS GRADIENTES ADIMENSIONAIS DO VENTO E TEMPERATURA

Pelas definições de  $S$ ,  $Ri$  e  $L'$ , dadas pelas equações (1.3), (1.11) e (1.16), respectivamente, podemos deduzir a chamada fórmula de Keys:

$$\phi_M^4 - \gamma' \frac{z}{L'} \phi_M^3 = 1 \quad (1.26)$$

a qual pode ser transformada [Panofsky, 1963; Lumley e Panofsky, 1964] em:

$$\phi_M = (1 - \gamma' Ri)^{-1/4} \quad (1.27)$$

Essa expressão pode ser comparada à expressão (1.28) sugerida anteriormente por Holzman [1943]:

$$S = (1 - \alpha Ri)^{-1/2} \quad (1.28)$$

e Monin-Obukhov [1954] sugeriram que para o limite de pequenos  $Ri$  (equação (1.5)):

$$S = (1 - \alpha Ri)^{-1} \quad (1.29)$$

Todas essas equações estão em concordância para pequenos valores de  $Ri$ , mas apenas a equação (1.27) pode ser usada com certa precisão para grandes valores de  $Ri$ , ou seja, para alto grau de estabilidade.

Numericamente a concordância entre essas três equações para pequenos valores de  $Ri$ , requer que:  $\gamma' = 2\sigma = 4\alpha$ . Então para, por exemplo,  $\gamma' = 18$ ;  $\sigma = 9$  e  $\alpha = 4,5$ . Deacon em 1953 encontrou através de um conjunto de observações que  $\sigma = 8$ , em excelente concordância com  $\gamma' = 18$ . Businger e outros [1971] achou que  $\gamma' = 19$  para medidas de flutuações do vento e temperatura em condições estáveis.

De acordo com nossa análise com medidas dos perfis de vento e temperatura em ar estável, a Figura 1.7a indica que  $\phi_M$  varia linearmente com  $z/L$  sobre todo o intervalo de estabilidade das observações. A curva média dos pontos mostrados nesta figura tem a forma:

$$\phi_M(\zeta) = 1 + 4,7 \frac{z}{L} \quad (1.30)$$

e a dispersão dos pontos em torno desta curva representa o intervalo ( $1 \leq \alpha_U \leq 10$ ). A equação (1.30) é uma boa representação de  $\phi_M(z/L)$ .

A Figura 1.7b também foi obtida pela plotagem de dados provenientes de nossa análise dos perfis de temperatura e indica que no intervalo de estabilidade considerado  $\phi_H(z/L)$  é bem representado por uma função linear de  $z/L$  dada pela equação que representa a curva da Figura 1.7b, isto é:

$$\phi_H(\zeta) = 0,74 + 5 \frac{z}{L} \quad (1.31)$$

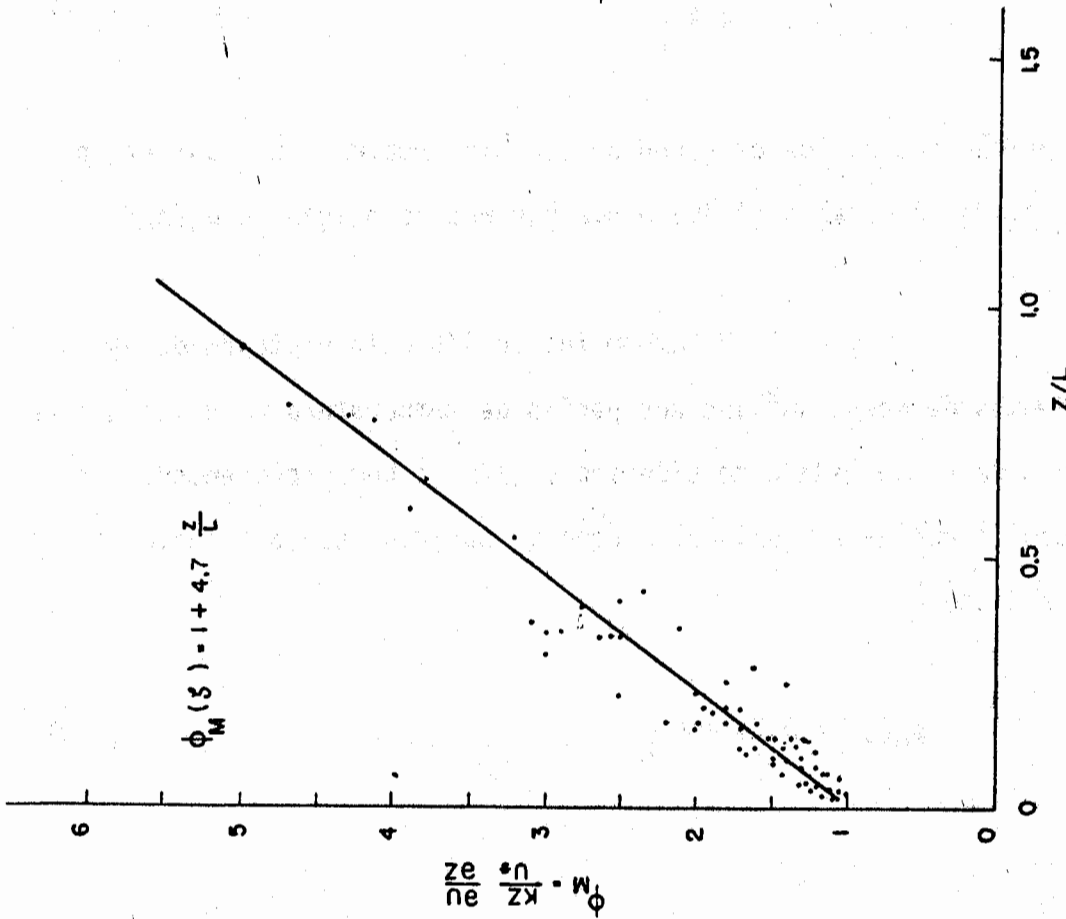


FIGURA 17<sup>a</sup> RELAÇÃO ENTRE O CISCALHAMENTO ADIMENSIONAL E A ALTURA ADIMENSIONAL.

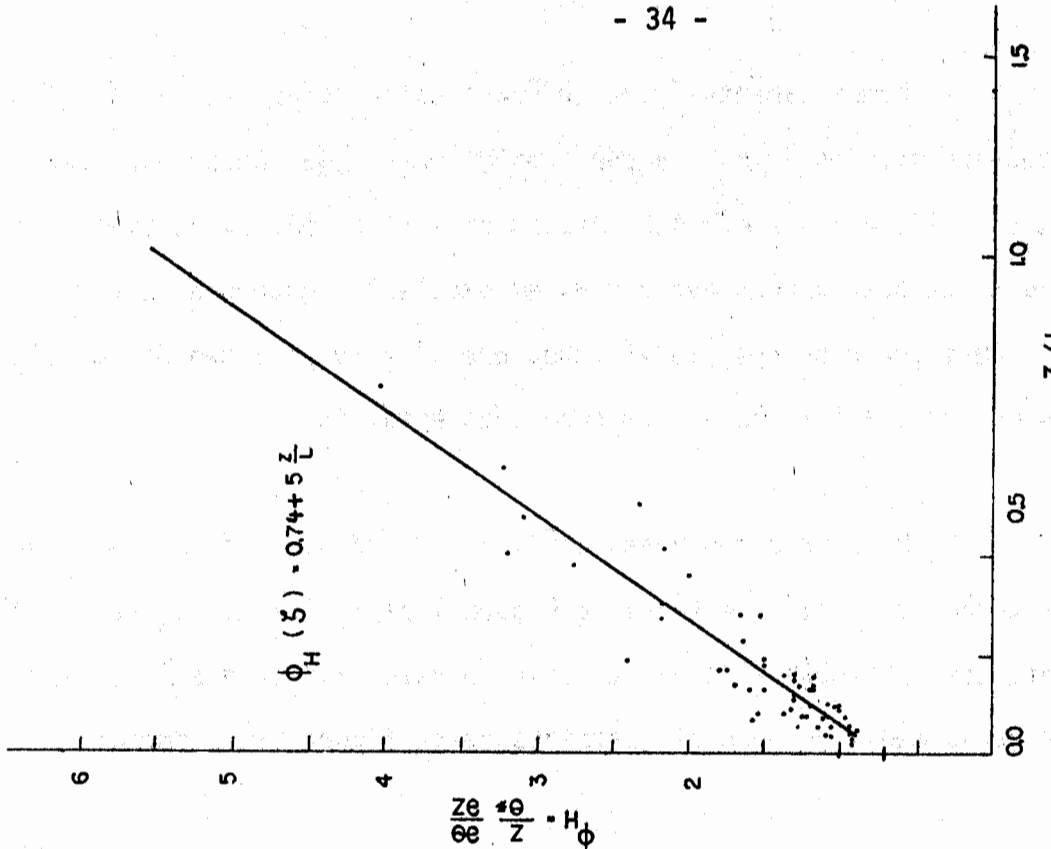


FIGURA 17<sup>b</sup> RELAÇÃO ENTRE O GRADIENTE ADIMENSIONAL DA TEMPERATURA E A ALTURA ADIMENSIONAL.

com uma dispersão de  $2 \leq \alpha_\theta \leq 10$ . Essas Figuras 1.7a e 1.7b, mostram ainda que suas formas mudam rapidamente da condição neutra para a estabilidade.

Pelas equações (1.30) e (1.31) podemos ver que a razão entre os coeficientes de difusividade turbulenta não é igual à unidade no caso de condições neutras ( $z/L = 0$ ). Para pequenos valores de  $z/L$ , ou seja,  $z/L = Ri$ , a equação (1.30) pode ser transformada em:

$$\phi_M(\zeta) = (1 - 19Ri)^{-1/4} \quad (1.32)$$

Essa equação mostra claramente que  $\gamma' \approx 19$  quando comparada com a equação (1.27). Logo esse nosso resultado de  $\gamma \approx 19$  está de acordo com o resultado de Businger [1971].

### I.8 - RAZÃO ENTRE OS COEFICIENTES DE DIFUSIVIDADE TURBULENTA

Em uma camada de tensão constante, a razão  $K_H/K_M$  é dada pelas equações (1.30) e (1.31), ou seja:

$$\frac{K_H}{K_M} = \frac{\phi_M(\zeta)}{\phi_H(\zeta)} = \frac{1 + 4,7 \frac{z}{L}}{0,74 + 5 \frac{z}{L}} \quad (1.33)$$

que para condições neutras ( $z/L = 0$ ) temos  $K_H/K_M = 1,35$ . Valores de  $K_H/K_M$  foram obtidos pelas definições de  $L$  e  $L'$  e mostrados na Tabela 5. Por essa Tabela, na qual temos uma seleção de perfis, partindo de uma condição quase-neutra para uma condição de extrema estabilidade, podemos ver

que a razão  $K_H/K_M \approx 1,2$  para condições muito perto da neutralidade (concordando com o valor obtido pela equação (1.33)) e que essa razão de cresce à medida que cresce a estabilidade, atingindo o valor  $K_H/K_M = 0,65$  para um caso de extrema estabilidade, assim como decresce um pouco com a altura. A análise de Taylor [1959] sobre as funções de Monin-Obukhov mostra que há positivos e negativos valores de  $\alpha_u$ . Esse efeito foi notado para casos quase-neutros (Tabela 5). A presente análise tam bém fornece evidências de valores negativos para  $\alpha$  em perfis quase neu tros.

A razão  $K_H/K_M$  obtida através de L e L' para diferentes ca madas está mostrada na Figura 1.8. Essa figura apresenta uma grande dis persão dos pontos. Tal dispersão é devida principalmete aos cálculos da velocidade friccional  $u_*$ , a qual foi tomada constante para cada ca mada e  $K_H/K_M$  contém  $u_*^2$ . A Figura 1.8 indica claramente (através da cur va média traçada na mesma) que  $K_H/K_M$  decresce com a estabilidade. Também é aparente por essa figura (como afirmamos antes) que nas condições neu tros  $K_H/K_M$  é maior do que 1. Foi sugerido anteriormente, em trabalhos de laboratórios que a razão  $K_H/K_M = 1,35$  [Hinze, 1959]. Recentemente Businger e outros, [1971] após estudo de medidas das flutuações locais do vento e da temperatura, sugeriram  $K_H/K_M = 1,35$ . O trabalho de Rider [1954] mostra os valores observados de  $K_H$  e  $K_M$  para condições quase-neu tros, os quais pode-se analisar e ver que  $K_H/K_M \approx 1,3$ . Gramer e Record [1953] acharam que  $K_M$  é frequentemente menor do que  $K_H$  nas condições neu tros, em concordância com Rider, mas os resultados desses pesquisadores são bastante afetados pela trajetória do ar no qual as medidas foram to



mas. O modelo teórico de análise de Ellison [1957] mostra que a razão  $K_H/K_M$  é igual a 1,2. O modelo turbulento de Lewellen e Teske [1973], para as funções de Monin-Obukhov também confirma que  $K_H/K_M > 1$  para as condições neutras.

Pelo presente estudo concluímos que  $K_H/K_M > 1$ , ou melhor,  $K_H/K_M = 1,35$ . Esse resultado foi obtido simplesmente com base na análise de perfis na camada limite superficial.

Na Tabela 6 apresentamos os valores de  $\tau$  e  $K_M$ , calculados através das medidas da velocidade do vento em diferentes alturas, usando a equação (1.21). O coeficiente de variação turbulenta da quantidade de movimento está dentro de um intervalo de magnitude de  $10^2$  a  $10^4$ . Essa ordem de magnitude de  $K_M$  está em geral concordando com os valores apresentados por Rider [1954].

Os valores seguidos de uma estrela na Tabela 6 indicam que nesse perfil o cisalhamento do vento é maior na camada superior 2 - 8m do que na camada inferior 1 - 4m, havendo uma inversão no processo de turbulência dentro dessa camada, causada principalmente pela transferência descendente da quantidade de movimento. Por essa ordem de magnitude de  $K_M$  podemos ver que, sendo  $\nu = 0,18\text{cm}^2\text{s}^{-1}$  então  $K_M$  é aproximadamente  $10^4$  vezes maior do que a viscosidade cinemática, ou seja,

$$(\nu + K_M) \approx K_M.$$

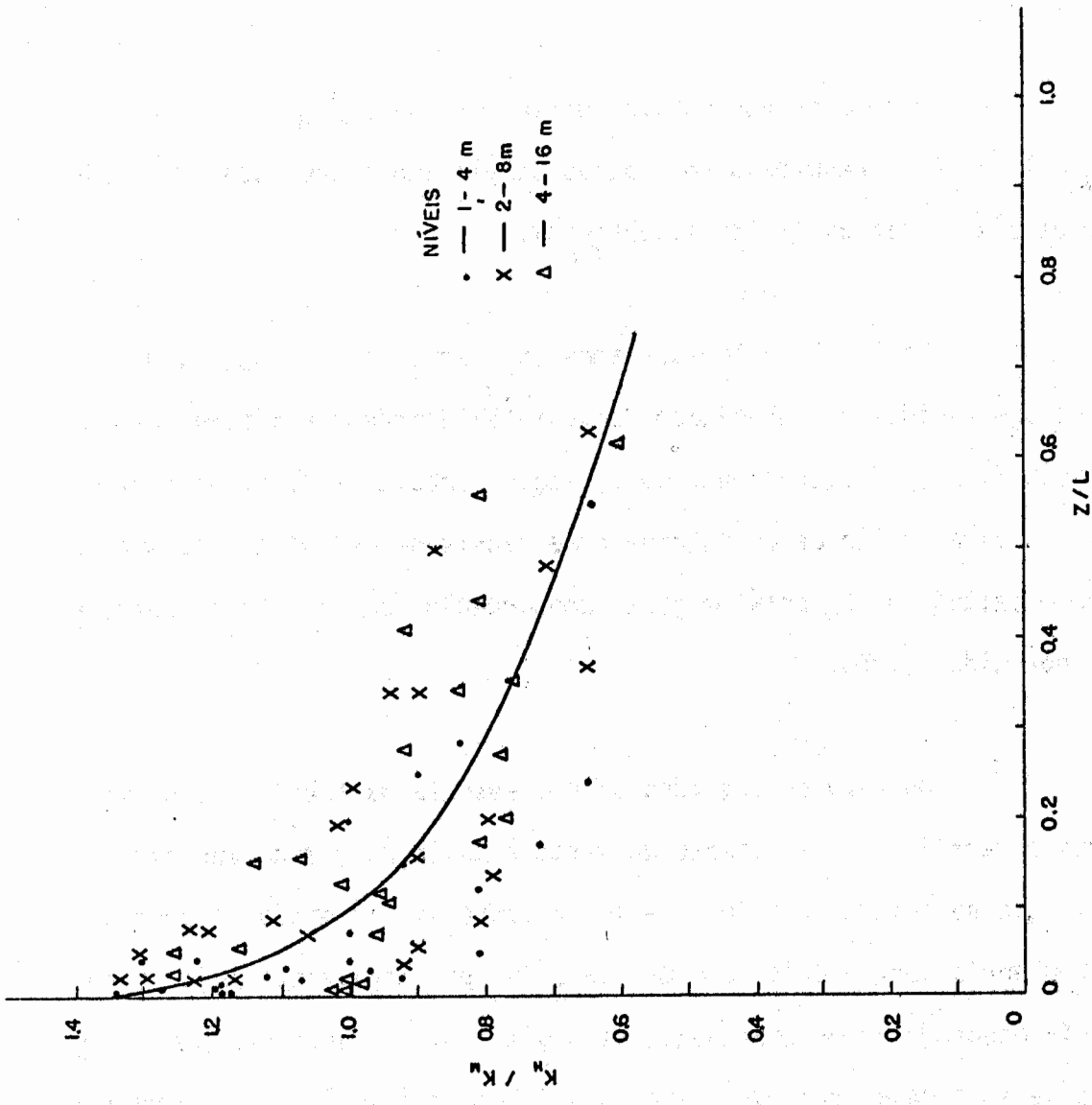


FIGURA 18. VARIÇÃO DA RAZÃO  $\frac{K_u}{K_m}$  COM A ESTABILIDADE  $Z/L$  EM DIFERENTES ALTURAS GEOMÉTRICAS.

TABELA 5

DATA	HORA	N.	NIVEIS	RI	S	L	Z/L	ALFA	L'	H1	H2	KM/K4
15564	11:20	26	1 - 4	0.003	0.88	776.7	0.003	-14.0	992.7	-1.08	-1.10	1.18
			2 - 8	0.008	0.84	550.4	0.007	-9.9	660.0	-1.50	-1.65	1.20
			4 - 16	0.018	0.86	514.2	0.015	-9.4	550.0	-1.62	-1.96	1.06
16564	15:30	26	1 - 4	0.005	0.90	408.2	0.005	-4.0	492.0	-3.03	-3.42	1.21
			2 - 8	0.012	0.88	347.1	0.012	-3.4	421.9	-3.56	-3.99	1.21
			4 - 16	0.025	0.93	344.8	0.023	-3.4	379.7	-3.59	-4.44	1.10
15564	14:50	27	1 - 4	0.012	0.93	162.5	0.012	1.1	203.1	-6.62	-8.07	1.25
			2 - 8	0.022	0.94	177.1	0.023	1.2	223.0	-6.07	-7.36	1.21
			4 - 16	0.032	1.03	236.9	0.034	1.6	278.9	-4.54	-5.88	1.14
11M65	22:44	29	1 - 4	0.020	0.93	98.3	0.020	0.3	117.0	-4.50	-5.00	1.19
			2 - 8	0.040	0.93	98.0	0.041	0.3	117.2	-4.53	-5.00	1.19
			4 - 16	0.063	1.24	123.5	0.065	0.3	112.1	-3.58	-5.23	0.98
09564	15:47	25	2 - 8	-	-	-	-	-	-	-	-	-
			4 - 16	-	-	-	-	-	-	-	-	-
17762	22:30	24	1 - 4	0.216	1.07	81.4	0.246	0.5	53.5	-26.26	-9.58	0.66
			2 - 8	0.501	1.23	62.7	0.638	0.4	40.2	-34.08	-12.82	0.65
			4 - 16	0.626	1.53	74.3	1.076	0.5	46.4	-28.75	-11.18	0.63

Unidades: L, L' (cm) e H<sub>1</sub>, H<sub>2</sub> (mm/cm<sup>2</sup>)

NU DE SERIE	$\mathcal{T}$	KM	$\mathcal{T}$	KM
1	0.360	832.000	0.639	2189.000
2	0.518	1052.000	0.739	2212.000
3	0.129	431.000	0.090	384.000*
4	0.360	856.000	0.921	3447.000
5	0.270	675.000	0.672	2525.000
6	0.384	950.000	0.608	2302.000
7	1.001	2597.000	0.462	1893.000*
8	0.846	2225.000	0.211	873.000*
9	0.048	97.000	0.409	998.000
10	1.123	2263.000	1.536	5775.000*
11	0.270	767.000	0.435	1859.000
12	0.774	1681.000	0.809	2869.000
13	1.209	2747.000	0.705	2865.000
14	0.435	906.000	0.193	522.000*
15	0.144	357.000	0.639	2235.000
16	0.999	2574.000	0.048	181.000*
17	0.883	2275.000	0.090	340.000*
18	0.608	1534.000	0.336	1292.000*
19	0.176	473.000	0.291	1055.000
20	0.211	426.000	0.193	476.000
21	0.672	1460.000	1.081	3943.000
22	0.360	881.000	0.883	3475.000
23	0.129	269.000	0.435	1151.000

Unidades:  $\mathcal{T}$  (dina  $\text{cm}^2$ ) e KM ( $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$ )

A Tabela C do Apêndice mostra a variação de  $K_M$  com a altura no caso dos dados de Cachoeira Paulista. A ordem de magnitude para esses dados é a mesma. Apenas em dois perfis (marcados com um estrela), o valor de  $K_M$  na camada superior 0,8 - 3,2m é menor do que o valor de  $K_M$  na camada inferior 0,4 - 1,6m.

### I.9 - FATOR FORMA

Tomando a equação (1.6) e aplicando-a para dois níveis a e b, então a razão entre os gradientes de X nesses níveis será independente de  $X_*$  e dada por:

$$\frac{(\frac{\partial X}{\partial z})_a}{(\frac{\partial X}{\partial z})_b} = \frac{b}{a} \frac{\phi_X(\frac{a}{L})}{\phi_X(\frac{b}{L})} \quad (1.34)$$

Para a determinação da equação (1.34), chamada de "Fator Forma", empregamos um esquema de diferenças finitas. Assumimos que para  $a = 2m$ ,  $(\frac{\partial X}{\partial z})_a = (X_4 - X_1)/(a \ln 4/l)$  e para  $b = 4m$ ,  $(\frac{\partial X}{\partial z})_b = (X_{16} - X_1)/(b \ln 16/l)$ , onde os subscritos indicam os níveis de observação em metros. Nessas condições o Fator Forma foi determinado por:

$$\frac{(\frac{\partial X}{\partial z})_{a=2}}{(\frac{\partial X}{\partial z})_{b=4}} = 4 \frac{(X_4 - X_1)}{(X_{16} - X_1)} = 2 \frac{\phi_X(\frac{2}{L})}{\phi_X(\frac{4}{L})} \quad (1.35)$$

e representando a razão  $(X_4 - X_1)/(X_{16} - X_1)$  por  $S_x$  temos:

$$S_x = 0,5 \frac{\phi_X(\frac{2}{L})}{\phi_X(\frac{4}{L})} \quad (1.36)$$

O procedimento acima nos dá a razão entre os gradientes e os valores de  $\phi$ , com pequena percentagem de erros, onde os gradientes se apresentam dentro de um intervalo realístico de dependência entre as alturas  $z^{-1/2}$  e  $z^{-3/2}$ . Já que o Fator Forma é uma função de  $\phi$ , também o é de  $Ri$ .

Frequentemente o fluxo de calor e a quantidade de movimento não são medidos e, por conseguinte,  $L$  não é dado. Em nossa pesquisa fizemos uso das hipóteses de trabalho propostas independentemente por Pandolfo [1966], Dyer e Hicks [1970] e Businger [1971] de que  $z/L = Ri$ . Em condições estáveis e introduzindo a equação (1.12) na equação (1.36) temos:

$$S_x = \frac{0,5 (1 - \alpha Ri_4)}{1 - \alpha Ri_2} \quad (1.37)$$

a qual com auxílio da equação (1.5) fica:

$$S_x = 0,5 \left( 1 - \frac{\alpha Ri_4}{2} \right) \quad (1.38)$$

#### 1.10 - RESULTADO DA ANÁLISE DA FORMA DOS PERFIS

Se os mecanismos de transferência das quantidades aqui consideradas (vento e temperatura) são diferentes, então é provável que tal diferença varie com a estabilidade do ar. Assim com a equação (1.38), calculou-se o Fator Forma como função apenas de  $\alpha$  e do nº de Richardson no nível de 4m para dados agrupados.

Na Figura 1.9 temos o gráfico do Fator Forma  $S_u$  para o caso do vento (linha cheia) e  $S_\theta$  para a temperatura (linha pontilhada). Ambos  $S_u$  e  $S_\theta$  foram calculados pela equação (1.38), com  $\alpha_u = 4,8$  e  $\alpha_\theta = 5,6$ . Não foram plotados valores de  $S_u$  e  $S_\theta$  com  $Ri < 0,005$  porque para condições muito perto da neutralidade, as diferenças de vento e temperatura medidas tornam-se comparáveis à precisão das medidas, podendo haver bastante dispersão nos pontos.

A Figura 1.9 mostra claramente que o Fator Forma para as duas variáveis decresce linearmente de aproximadamente 0,5, nas condições neutras, com a estabilidade.

Se uma parcela de ar em seu movimento vertical variar sua quantidade de movimento com o meio através da ação de forças laterais de pressão, a variação vertical do coeficiente para a quantidade de movimento ( $K_M$ ) seria menor do que o coeficiente para o calor ( $K_H$ ). A diferença em comportamento entre  $S_u$  e  $S_\theta$ , com a variação da estabilidade contudo, sugere que a distinção entre os mecanismos de transferência do calor e da quantidade de movimento é devida principalmente às flutuações como foi indicado antes por Priestley e Swinbank [1947] e confirmado nesta figura.

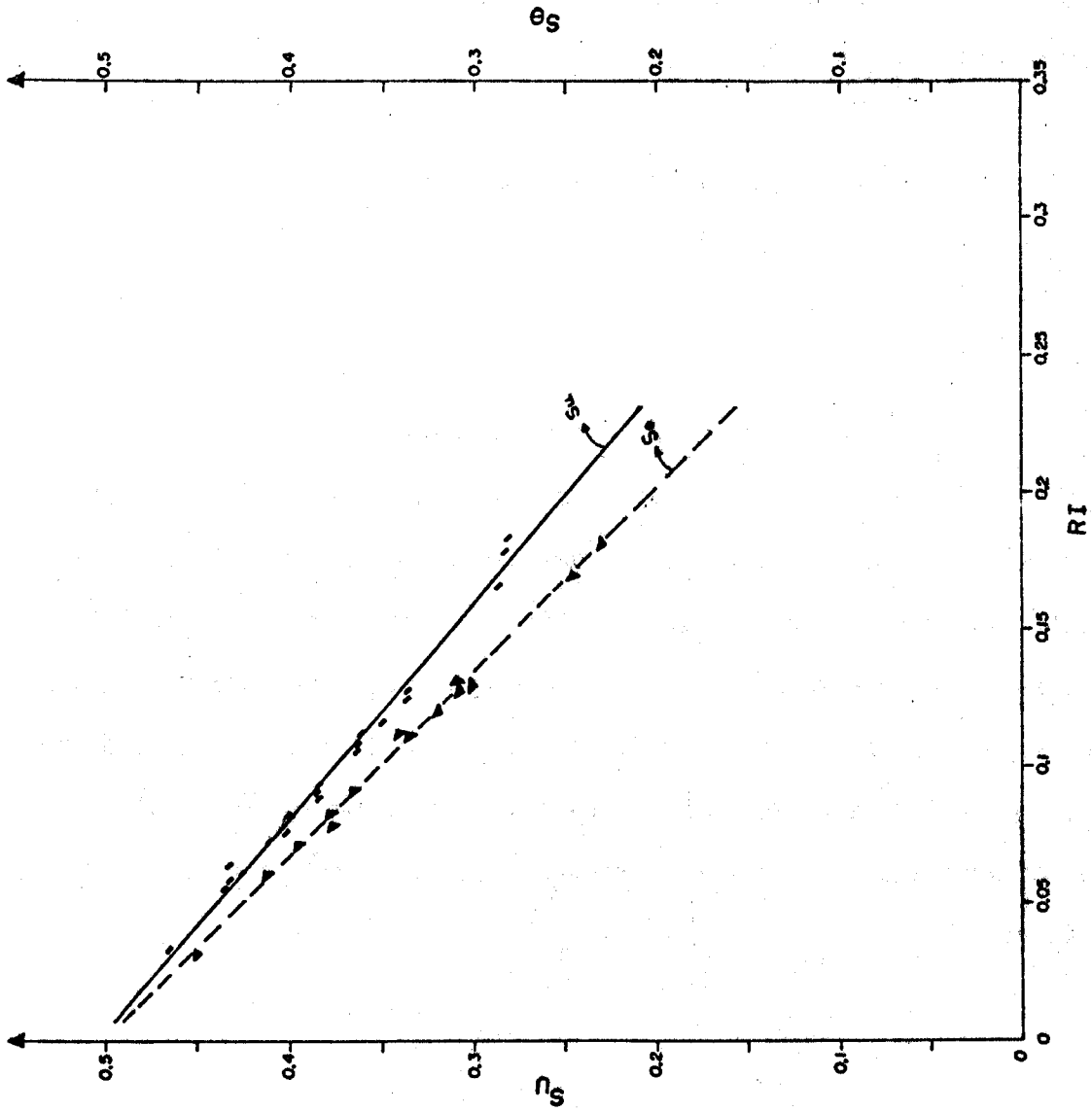


FIG. 1.9 - FATORES FORMA  $S_u$  E  $S_\theta$  COMO UMA FUNÇÃO DO N° DE RICHARDSON À 4m, PARA DADOS AGRUPADOS. COM  $\alpha_{C_u} = 5$  E  $\alpha_{C_\theta} = 6$  PA - RA  $RI > 0$ .



## CAPÍTULO II

### NÚMERO DE DEACON E A LEI LOG-LINEAR

#### II.1 - DESCRIÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo tentaremos justificar o uso da teoria a plicada no capítulo anterior, relacionando o nº de Deacon e o nº de Richardson.

Vários trabalhos no campo da transferência vertical têm sido feitos, no sentido de encontrar generalizações apropriadas das e quações (1.1) para uma razão de lapso não adiabática.

Rossby e Montgomery [1935] tiveram a primeira impressão notável sobre o problema numa atmosfera estável e o próximo passo signi ficativo foi dado por Thorntwaite e Kaser [1943] e por Deacon [1949]. Deacon achou que os perfis de vento observados poderiam ser representa dos por:

$$\frac{\partial u}{\partial z} \propto z^{-\beta} \quad (2.1)$$

onde  $\beta$  é um parâmetro de estabilidade,  $< 1$ ,  $= 1$  e  $> 1$  para condições e stáveis, neutras e instáveis, respectivamente, e para uma dada superfí

cie é função do nº de Richardson, equação (1.11).

Agora, em condições quase-neutras, nas quais os perfis logarítmicos de  $u$  e  $\theta$  são satisfeitos,  $Ri \propto z$ , e, em outras condições  $Ri$  tende a diminuir numericamente à medida que nos aproximamos da superfície (a equação do movimento vertical mostra que os efeitos de flutuação sobre o campo do movimento, devem diminuir com a aproximação da superfície). Por tais razões Deacon assumiu que o perfil geral do vento deveria se aproximar da forma adiabática para pequenos valores de  $z$  e a integração da equação (2.1) com essa condição limite, nos dá:

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{k(1-\beta)} \left[ \left(\frac{z}{z_0}\right)^{1-\beta} - 1 \right], \quad z \gg z_0 \text{ e } \beta \neq 1 \quad (2.2)$$

Esse tratamento de Deacon tem sido muito proveitoso na correlação de dados, mas tem duas limitações: primeiro  $\beta$  é difícil de ser medido com precisão satisfatória e, segundo a equação (2.2) é uma relação que pode ser trabalhosamente obtida pela análise da consistência adimensional do problema.

A verificação da teoria é mais conclusivamente baseada nas derivadas de segunda ordem ou nas características da curvatura dos perfis. As mudanças na curvatura dos perfis são produzidas pelo aquecimento limite. A equação (2.2) é a forma matematicamente mais simples. Ilustra os dois efeitos e é chamada "Lei da Potência", mas tem o inconveniente de conter o coeficiente de rugosidade.

O parâmetro adimensional  $\beta$  é maior do que 1 para aquecimento da superfície ( $Ri < 0$ ), menor do que 1 para esfriamento da superfície ( $Ri > 0$ ) e  $\beta = 1$  é aplicado para condições adiabáticas. Os dois efeitos mencionados acima são evidenciados pelo fato de que a quantidade  $1 - \beta$  aparece duas vezes na equação (2.2), isto é, como fator e como expoente. Esse parâmetro numérico  $\beta$  pode ser obtido pela diferenciação da equação (2.2) com respeito a  $z$  e considerando  $\frac{\partial \beta}{\partial z} = 0$ , ou seja:

$$\beta = - \frac{z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}}{\frac{\partial u}{\partial z}} \quad (2.3)$$

Atualmente sabe-se que a curvatura logarítmica dos perfis de vento observados não é independente da altura. Isso restringe a aplicabilidade da "Lei da Potência" de Deacon.

Embora os perfis semi-empíricos de Deacon não tenham sido encontrados pela teoria, a relação  $\beta$  versus  $Ri$  é de grande interesse prático. Em estudos recentes, essa relação foi usada para comparar algumas teorias com observações. A grande vantagem de ambos os parâmetros  $\beta$  e  $Ri$  é que eles podem ser derivados diretamente pelas medidas do vento e da temperatura, e sem usar o coeficiente de rugosidade da superfície. Contudo, essa relação é difícil de ser visualizada em termos do vento (equação (2.3)), mas se tomarmos a equação (1.5) do perfil log-linear, diferenciarmos com relação a  $z$  e substituirmos em (2.3) teremos:

$$\beta = 1 - \alpha Ri \quad (2.4)$$

Por conveniência, a fim de calcular através de dados experimentais, Lettau [1956] transformou a equação (2.3) na seguinte forma:

$$\beta_2 = 1 - \gamma_2 - 2 \left[ \log (\gamma_{2,3}/\gamma_{1,2}) / \log (z_3/z_1) \right] \quad (2.5)$$

onde  $\log$  = logaritmo comum

$$\gamma_{2,3} = \log \left( \frac{u_3}{u_2} \right) / \log \left( \frac{z_3}{z_2} \right) \quad (2.6)$$

$$\gamma_{1,2} = \log \left( \frac{u_2}{u_1} \right) / \log \left( \frac{z_2}{z_1} \right) \quad (2.7)$$

e

$$\gamma_2 = \frac{1}{2} (\gamma_{2,3} + \gamma_{1,2}) \quad (2.8)$$

a qual pode ser calculada diretamente pelos perfis de vento e os correspondentes valores de  $Ri$  calculados pela equação (1.11).

## II.2 - RESULTADOS DA ANÁLISE ENTRE $\beta$ E $Ri$

O nº de Richardson  $Ri$  e a curvatura do perfil  $\beta$  têm um estreito significado físico. Eles são calculados pelas equações (1.11) e (2.5), respectivamente, para todos os perfis. Os resultados são apresentados na Figura 2.1. Nessa figura, a linha reta representa a equação  $\beta = 1 - 4,8Ri$ , a qual foi obtida da equação  $S = (1 - \alpha'Ri)^{-1}$  com  $\alpha' = 4,8$ . Há uma certa dispersão nos pontos da Figura 2.1, devido ao cálculo da derivada de segunda ordem do vento, mas não há um desvio sistemático da teoria até  $Ri = 0,17$ , ou seja,  $0,15 \leq \beta \leq 1$ ; há uma indicação

de que quando  $Ri > 0,20$ , a relação entre  $\beta$  e  $Ri$  torna-se muito incerta. Esse gráfico confirma que  $\beta$  não é completamente independente da altura, mas isso pode ser devido, em parte, aos distúrbios da rugosidade da su perfície.

O aumento de  $\beta$  para  $Ri \leq 1/4,6$  pode ser particularmente um resultado de um decréscimo de tensão com a altura  $z$ , mas está claro que não se pode definir um comportamento consistente para esses casos de alta estabilidade.

Em estudos anteriores da estrutura da camada superficial,  $Ri$  foi considerado como um parâmetro volumétrico, isto é, um valor mē dio para toda a camada e as características da curvatura dos perfis fo ram discutidas meramente em termos das variações temporais desse parâ metro volumétrico de estabilidade. A presente análise permite-nos discu tir os valores locais de  $\beta$  e  $Ri$ . A Figura 2.1 indica que a variação tem poral de  $Ri$  e  $\beta$  em alguma altura fixa na camada superficial produz a mes ma relação funcional da variação de  $Ri$  e  $\beta$  com a altura, num tempo fixo. Isso pode ser considerado como uma prova de que o  $n^o$  de Richardson é realmente um parâmetro significativo na estrutura turbulenta e que  $\beta$  é também um parâmetro volumétrico, mas não constante com a altura [Viswanadham e Nunes, 1974].

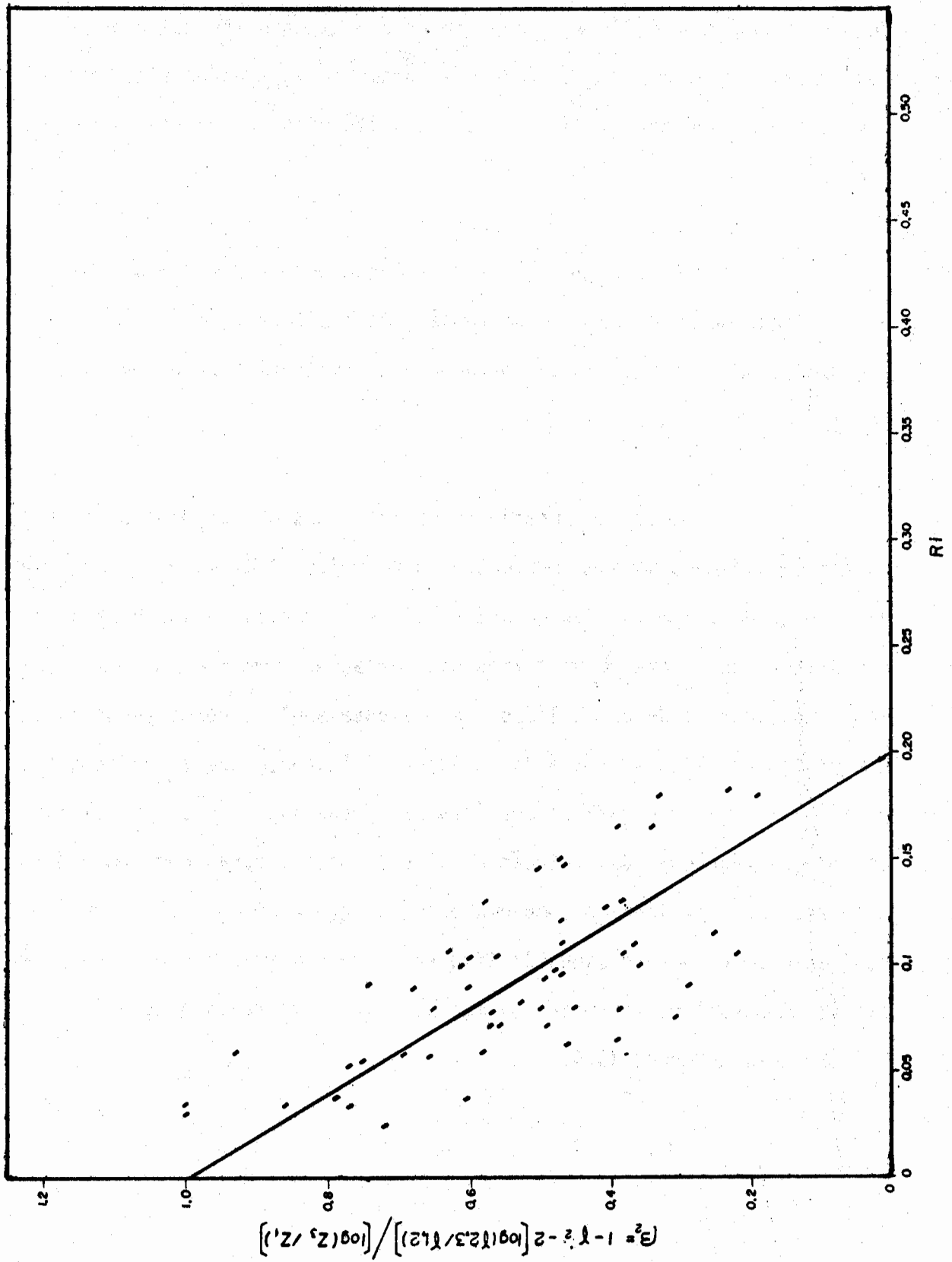


FIG. 2.1 - VALORES DO N° DE DEACON ( $\beta$ ) EM FUNÇÃO DO N° DE RICHARDSON PARA PERFIS ESTAVEIS MEDIOS.

Esses resultados concordam com as conclusões experimentais de Deacon [1949], o qual encontrou pelas medidas das flutuações turbulentas dos perfis de vento, um  $Ri$  crítico de 0,15. Pelo presente estudo não podemos afirmar que  $Ri = 1/4,6$  representa realmente a estabilidade limite para a ocorrência de turbulência, já que observações adequadas de turbulência são indisponíveis. Podemos notar que a equação (1.12) implica num  $n^{\circ}$  de Richardson crítico de  $\frac{1}{\alpha}$ , que está entre os limites de 0,14 e 0,22.

O trabalho de Proudman [1953], o qual foi mencionado antes, mostra um valor crítico de  $Ri$  em torno de 0,25. Assim é muito difícil concluir o valor exato do  $n^{\circ}$  de Richardson crítico. Contudo, a evidência mostra uma transição no regime de fluxo da camada limite em torno do grau de estabilidade  $Ri = 0,21$  (concordando com nossa análise feita na 1a. parte deste trabalho). Nas proximidades do  $n^{\circ}$  de Richardson crítico ( $Ri = 0,21$ )  $K_H$  decresce mais rapidamente do que  $K_M$ , sugerindo que a turbulência muda de característica e é gradualmente substituída por ondas de gravidade (Figura 3.1). Isso indica que a lei log-linear do perfil do vento representa muito bem as observações até um valor crítico de  $Ri = 0,21$ .





### CAPÍTULO III

#### BALANÇO DE ENERGIA

##### III.1 - EQUAÇÕES DO BALANÇO LOCAL DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA

Considerando que não temos condições de medir as flutuações locais da velocidade do vento e da temperatura, então neste capítulo fizemos o balanço local da energia cinética turbulenta, devida à viscosidade e às flutuações da temperatura. Para isso associamos as equações do balanço local a expressões representativas dos perfis de vento e temperatura, obtidas pela análise de similaridade descrita no Capítulo I. E com isso determinamos as taxas de dissipação de energia cinética turbulenta mecânica e térmica. No caso das flutuações da quantidade de movimento, no qual a energia cinética média é dada por:

$$K_e = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (3.1)$$

então a equação do balanço local de energia cinética turbulenta [Lumley e Panofsky 1964, p.120] será dada por:

$$\frac{\partial K_e}{\partial t} + \epsilon = - \overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{g}{T_v} \overline{w'T'} - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'K_e}) \quad (3.2)$$

onde

$\epsilon$  - taxa local média de dissipação de energia cinética turbulenta, devida à viscosidade, por unidade de massa de ar,

$T_v$  - temperatura virtual

( )' - indicação das flutuações locais,  
 $u', w'$  - flutuações locais da velocidade.

Os dois primeiros termos do lado direito da equação (3.2) representam as taxas de produção de energia cinética devidas tensão de cisalhamento (necessariamente positivo na transferência descendente) e às flutuações locais da temperatura, respectivamente. O terceiro termo representa a divergência na vertical do fluxo vertical da energia cinética turbulenta. Para o caso de fluxo quase-permanente, temos  $\frac{\partial K_e}{\partial t} \ll \epsilon$  e portanto a variação temporal da energia cinética turbulenta pode ser desprezada.

A equação do balanço local da energia cinética térmica ( $K_T = \frac{1}{2} \overline{\theta'^2}$ ) é dada [Tatarskii, 1961] por:

$$\frac{\partial K_T}{\partial t} + N = - \overline{w'\theta'} \frac{\partial \theta}{\partial z} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'\theta'^2}) \quad (3.3)$$

onde

$N$  - taxa local média de dissipação das flutuações turbulentas da temperatura,

-  $\overline{w'\theta'} \frac{\partial \theta}{\partial z}$  - termo de produção de energia cinética térmica, e

-  $\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'\theta'^2})$  - termo de divergência na vertical.

Em se tratando de fluxo quase-permanente, podemos desprezar o termo  $\frac{\partial K_T}{\partial t}$ , pois:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \overline{\theta'^2} \right) \left[ \sim \frac{\overline{\theta'^2}}{J} \sim 10^{-5} (^\circ\text{C})^2 \text{S}^{-1} \right] \ll N (\sim 10^{-3} (^\circ\text{C})^2 \text{S}^{-1})$$

onde

$\sim$  - indica ordem de magnitude

J - tempo

### III.2 - TAXAS DE DISSIPACÃO

Nas condições neutras e em estado permanente, a variação temporal, a divergência na vertical e o termo de produção de energia cinética turbulenta devido às flutuações locais da temperatura são nulos e assim, a equação (3.2) fica

$$\epsilon = - \overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} = k^{-1} z^{-1} u_*^3 \quad (3.4)$$

pois como sabemos,  $\frac{\tau}{\rho} = u_*^2 = - \overline{u'w'}$ .

A equação (3.4) pode ser escrita como:

$$\epsilon = k^{-1} z^{-1} u_*^3 f(\zeta) \quad (3.5)$$

onde  $f(\zeta)$  é tal que  $f(0) = 1$  (condições adiabáticas).

Por outro lado vimos pela teoria de Monin-Obukhov que nas condições diabáticas a equação (1.3) pode ser escrita como:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \phi_M(\zeta) \quad (3.6)$$

Mas se consideramos também o termo referente à produção de energia cinética devida às flutuações, a equação (3.2) torna-se:

$$\epsilon = - \overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{g}{T_v} \overline{w'\theta'} \quad (3.7)$$

e tomando a equação (1.4), assumindo  $\theta = T_v$ , obtemos:

$$\frac{g}{T_v} \overline{w'\theta'} = - \frac{u_*^3}{kz} \zeta \quad (3.8)$$

onde  $\overline{w'\theta'} = \frac{H}{\rho C_p}$

Associando as equações (3.6), (3.7) e (3.8) temos:

$$\epsilon = \frac{u_*^3}{kz} [\phi_M(\zeta) - \zeta] = \frac{u_*^3}{kz} f(\zeta) \quad (3.9)$$

onde  $f(\zeta) = \phi_M(\zeta) - \zeta$

e

$$N = \frac{u_* \theta_*^2}{kz} \phi_H(\zeta) \quad (3.10)$$

onde  $\phi_H(\zeta) = \frac{kz}{\theta_*} \frac{\partial \theta}{\partial z}$  e  $\theta_* = - \overline{w'\theta'} / (-\overline{u'w'})^{1/2}$

### III.3 - DEDUÇÃO DO FLUXO ATRAVÉS DAS TAXAS DE DISSIPAÇÃO

As taxas médias de dissipação  $\epsilon$  e  $N$ , foram deduzidas apenas em relação ao fluxo de calor e à quantidade de movimento, considerando que os divergentes na vertical da energia cinética turbulenta mecânica

ca e térmica são muito pequenos, podendo ser desprezados.

As funções  $\phi_M$  e  $\phi_H$  foram obtidas seguindo a análise descrita no item III.2. E pela hipótese anterior, isto é,  $z/L = Ri$  temos:

$$\zeta = Ri (1 - \alpha Ri)^{-1} \quad \text{com} \quad \zeta \leq 0$$

para um determinado valor de  $\alpha$  conhecido.

#### III.4 - DISCUSSÃO DO BALANÇO DE ENERGIA

As taxas médias de dissipação de energia cinética turbulenta foram calculadas indiretamente para o nível de 4m, assumindo a similaridade entre os perfis de vento e temperatura, e são mostradas na Tabela 7. A Tabela 8 apresenta os parâmetros necessários para o cálculo das taxas de dissipação para os níveis de 2m, 4m e 8m.

Pelas equações (3.9) e (3.10) podemos ver que para a condição neutra ( $\zeta = 0$ ), as funções  $f(\zeta)$  e  $\phi_H(\zeta)$  são iguais à unidade, por isso, para que o procedimento teórico usado no cálculo das taxas de dissipação seja válido, é necessário que essas funções adimensionais  $f(\zeta)$  e  $\phi_H(\zeta)$  variem linearmente com a estabilidade. Isto pode ser visto nas figuras 3.1 e 3.2, nas quais os pontos estão aproximadamente em linha reta, principalmente para pequenos valores de  $z/L$ .

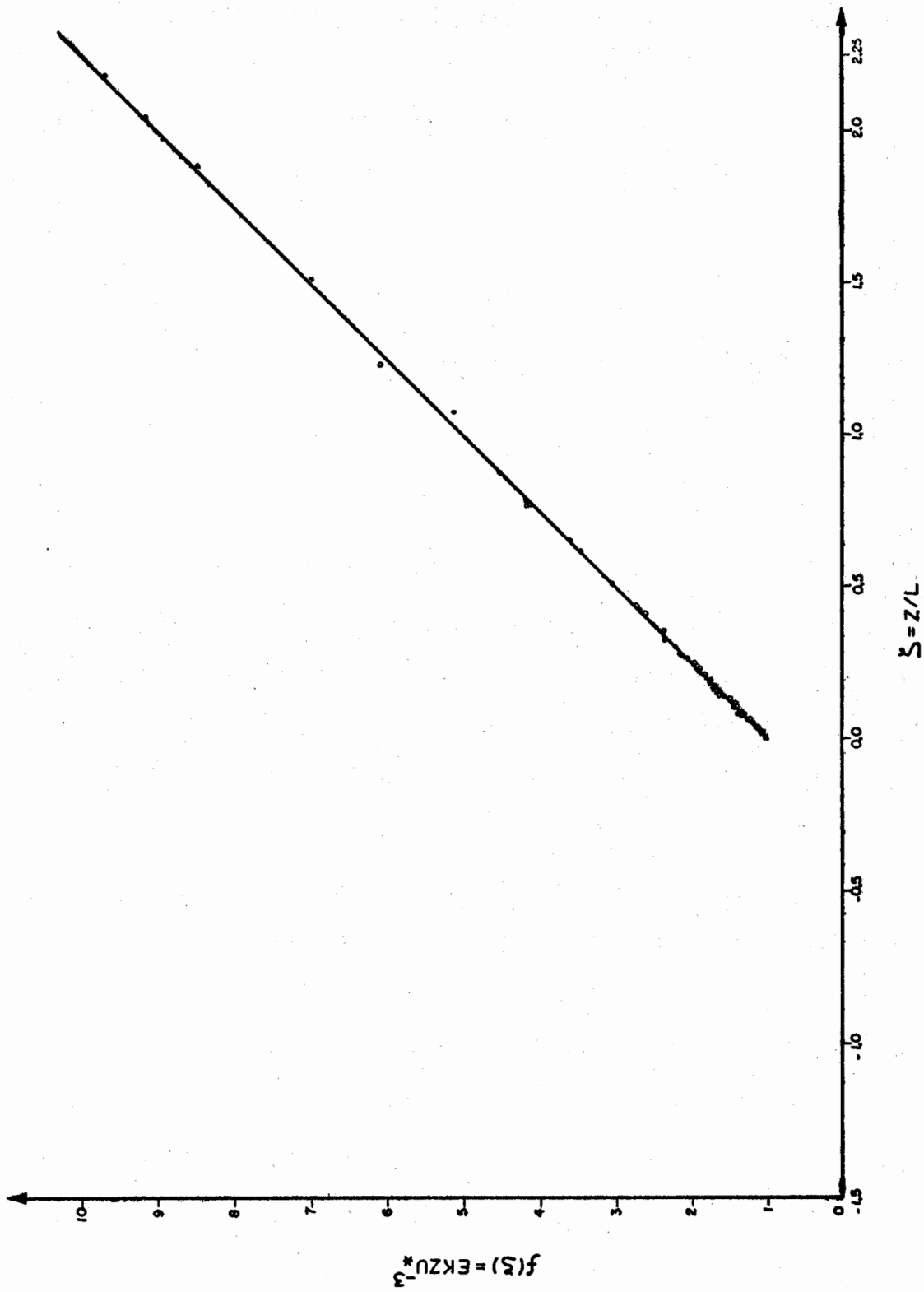


FIG. 3.1 - TAXA ADIMENSIONAL DE DISSIPACÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTE EM FUNÇÃO DA ALTURA ADIMENSIONAL.

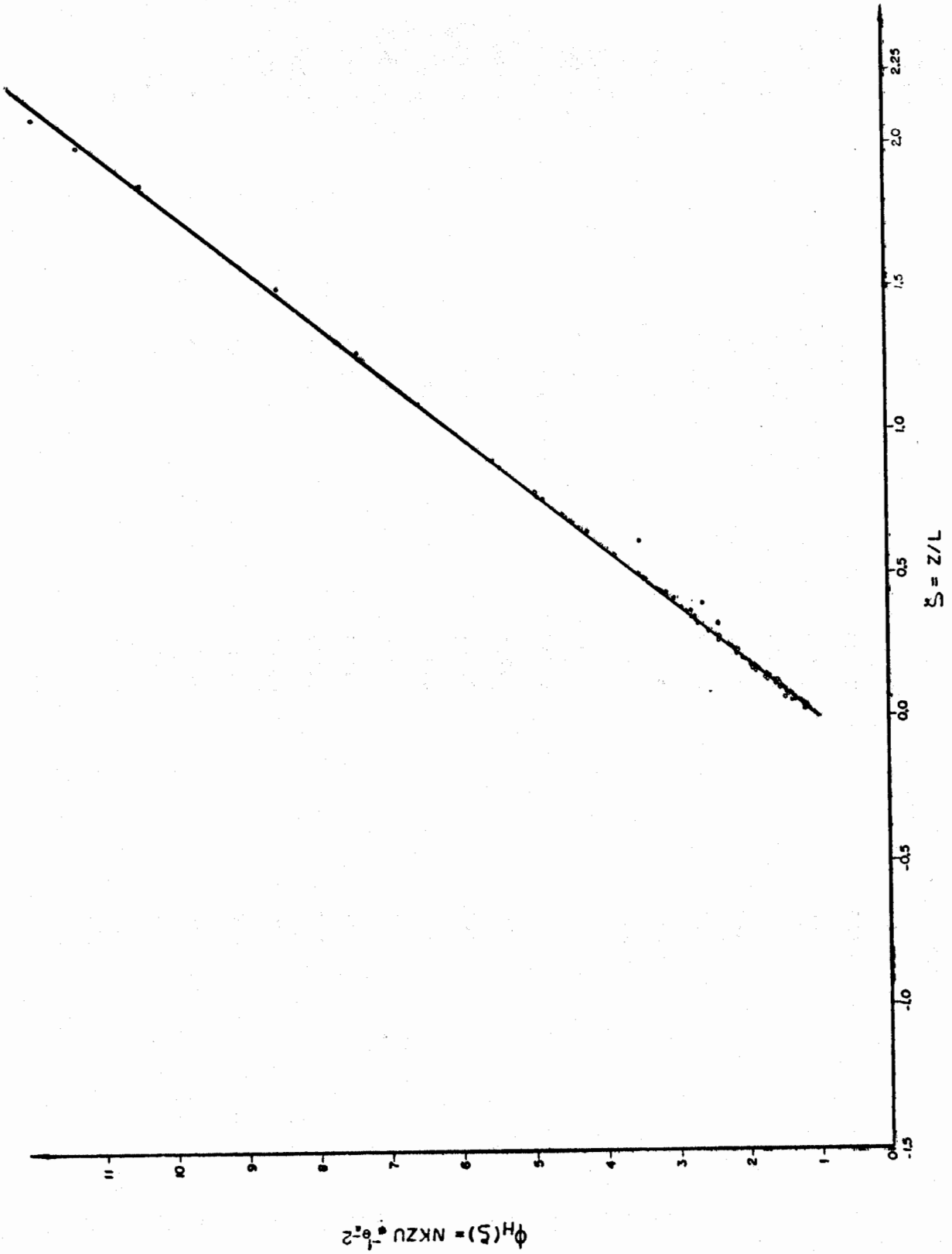


FIG. 3.2 - TAXA ADIMENSIONAL DA DISSIPACÃO DAS FLUTUAÇÕES DA TEMPERATURA, DEVIDO À CONDUTIVIDADE MOLECULAR, EM FUNÇÃO DA ALTURA ADIMENSIONAL.

NO DE SERIE	ALTURA(CM)	Z/L	$\bar{\epsilon}$	$\bar{N}$
1	400	0.509	183.17	0.117
2	400	0.620	310.49	0.367
3	400	0.424	16.61	0.002
4	400	0.145	125.31	0.005
5	400	0.209	91.14	0.005
6	400	0.161	92.49	0.003
7	400	0.102	143.69	0.002
8	400	0.263	106.38	0.011
9	400	0.765	57.19	0.030
10	400	0.067	327.90	0.006
11	400	0.247	67.89	0.005
12	400	0.124	174.56	0.006
13	400	0.074	195.45	0.003
14	400	0.322	64.40	0.008
15	400	0.173	60.84	0.002
16	400	0.233	67.65	0.005
17	400	0.189	64.66	0.002
18	400	0.118	75.57	0.001
19	400	0.346	43.74	0.004
20	400	0.776	61.39	0.030
21	400	0.049	168.63	0.002
22	400	0.036	106.24	0.002
23	400	0.382	55.27	0.007

Unidades:  $\epsilon$  ( $\text{cm}^2 \text{s}^{-3}$ ) e  $N$  [ $(^\circ\text{C})^2 \text{s}^{-1}$ ]



T A B E L A 8

NO DE SERIE	2M				4M				8M			
	Z/L	$\theta_*$	$f(\xi)$	$\phi_H(\xi)$	Z/L	$\theta_*$	$f(\xi)$	$\phi_H(\xi)$	Z/L	$\theta_*$	$f(\xi)$	$\phi_H(\xi)$
1	0.252	0.383	2.007	2.259	0.509	0.387	3.036	3.545	1.501	0.571	7.005	4.506
2	0.345	0.666	2.379	2.724	0.620	0.598	3.479	4.099	1.880	0.907	8.514	9.396
3	0.191	0.066	1.762	1.953	0.424	0.073	2.698	3.122	1.289	0.141	6.155	7.444
4	0.079	0.145	1.317	1.396	0.145	0.133	1.579	1.724	0.235	0.108	1.941	2.176
5	0.121	0.163	1.483	1.604	0.200	0.135	1.802	2.002	0.341	0.115	2.365	2.707
6	0.081	0.118	1.323	1.404	0.161	0.118	1.643	1.804	0.275	0.101	2.102	2.377
7	0.041	0.092	1.166	1.207	0.102	0.113	1.407	1.674	0.175	0.097	1.699	1.874
8	0.145	0.204	1.581	1.726	0.288	0.202	2.154	2.442	0.413	0.145	2.650	3.063
9	0.352	0.203	2.408	2.760	0.705	0.227	4.140	4.976	2.189	0.316	9.754	9.943
10	0.036	0.150	1.145	1.181	0.067	0.138	1.267	1.334	0.113	0.117	1.451	1.564
11	0.148	0.161	1.593	1.742	0.247	0.134	1.988	2.235	0.435	0.118	2.740	3.175
12	0.068	0.166	1.270	1.338	0.124	0.153	1.497	1.621	0.203	0.125	1.813	2.016
13	0.036	0.106	1.143	1.179	0.074	0.109	1.295	1.368	0.121	0.090	1.485	1.607
14	0.159	0.145	1.638	1.797	0.372	0.169	2.486	2.858	0.797	0.181	4.189	4.986
15	0.107	0.113	1.428	1.535	0.173	0.092	1.694	1.867	0.354	0.094	2.417	2.771
16	0.142	0.152	1.568	1.709	0.233	0.124	1.930	2.163	0.348	0.093	2.393	2.741
17	0.097	0.108	1.390	1.487	0.189	0.105	1.754	1.943	0.305	0.085	2.220	2.525
18	0.054	0.075	1.217	1.271	0.118	0.082	1.473	1.591	0.225	0.078	1.902	2.127
19	0.205	0.143	1.821	2.026	0.346	0.120	2.383	2.729	0.651	0.113	3.603	4.254
20	0.343	0.212	2.373	2.716	0.776	0.239	4.104	4.880	2.064	0.319	9.271	9.998
21	0.029	0.083	1.118	1.147	0.049	0.068	1.195	1.243	0.110	0.077	1.441	1.552
22	0.047	0.090	1.189	1.237	0.086	0.082	1.344	1.430	0.174	0.063	1.698	1.872
23	0.168	0.134	1.672	1.841	0.382	0.153	2.526	2.908	0.883	0.177	4.534	5.417

Unidades:  $\theta_*(^{\circ}\text{C})$

Na Figura 3.2, a dispersão dos pontos é maior do que na Figura 3.1, principalmente para  $z/L \geq 0,2$ . Isso indica que os perfis de vento e temperatura não são semelhantes em torno ou acima desse grau de estabilidade. É muito difícil achar o valor exato de  $\phi_H(z)$  no ponto  $z/L = 0$  nesse gráfico porque os valores calculados de  $\theta_*$  são muito pequenos (Tabela 8), mas podemos afirmar que esse valor é menor do que a unidade.

Com base nessas duas figuras podemos em geral dizer, que a não consideração do termo da divergência na vertical não afetou significativamente o balanço local da energia cinética turbulenta, apesar desse termo de correlação triplíce ser responsável pelo transporte ascendente do excesso de energia turbulenta gerada pela produção de cisalhamento. Isto significa que na camada superficial, toda ou quase toda energia cinética turbulenta produzida é dissipada.

A maior dispersão de pontos a partir de  $z/L = 0,2$  indica que acima desse grau de estabilidade, o procedimento teórico usado no cálculo de  $\epsilon$  e  $N$ , torna-se duvidoso, pois como vimos pela análise dos perfis, acima desse grau de estabilidade, a lei do perfil log-linear deixa de ser válida. Em outras palavras, a equação (3.6) obtida pela teoria da similaridade perde sua aplicabilidade e o cálculo de  $\epsilon$  e  $N$  pelas equações (3.9) e (3.10) será incorreto.

CAPÍTULO IV

CONCLUSÕES FINAIS

Observações de convecção livre na camada limite atmosférica, sob condições estáveis, são muito escassas e por isso é necessário uma generalização das relações fluxo - gradiente para tais condições.

Na primeira parte deste trabalho fizemos análises do intervalo de validade do perfil log-linear na representação analítica dos perfis de vento e temperatura, fluxos da quantidade de movimento e do calor sensível, e da razão entre os coeficientes de difusividade do calor sensível e da quantidade de movimento  $K_H/K_M$ , para condições de estabilidade atmosférica. Verificou-se que a lei log-linear é aplicável dentro do intervalo de estabilidade de  $0,004 \leq Ri \leq 0,21$ , no qual o parâmetro de Monin-Obukhov  $\alpha$  foi tomado constante ( $\alpha_u = 4,8$  para o vento e  $\alpha_\theta = 5,6$  para a temperatura) e que as funções universais de Monin-Obukhov  $\phi$  para a quantidade de movimento e calor sensível variam linearmente em todo o intervalo de estabilidade considerado, ou seja, podem ser representadas pelas equações:  $\phi_M(z) = 1 + 4,7z/L$  para a quantidade de movimento e  $\phi_H(z) = 0,74 + 5z/L$  para o calor sensível. A razão entre os coeficientes de difusividade turbulenta  $K_H/K_M$  foi calculada através dessas equações e encontrada como sendo igual a 1,35 para as condições quase-neutras. Essa razão decresce à medida que cresce a estabilidade e a altura.

Posteriormente foram feitas considerações entre a aproximação da "Lei da Potência" de Deacon com a teoria da similaridade de Monin-Obukhov, a fim de, através da relação  $\beta = 1 - \alpha Ri$ , determinarmos o nº de Richardson crítico ( $Ri_c = 0,20$ ), o qual está em concordância com o valor  $Ri_c = 0,21$  encontrado na primeira parte deste trabalho.

Finalmente as taxas de dissipação turbulenta, calculadas pelos perfis, mostraram que o termo de divergência na vertical pode ser desprezado no balanço local da energia cinética turbulenta, significando que nesta camada atmosférica turbulenta em estudo, toda ou quase toda energia produzida é dissipada.

As observações de vento e temperatura, por nós obtidas em Cachoeira Paulista, mostraram não haver semelhança entre os perfis de vento e temperatura, devido às condições locais da estação e à pouca precisão dos instrumentos utilizados, principalmente com respeito à temperatura. Por isso usamos apenas os perfis de vento, os quais são relativamente precisos, no cálculo dos valores absolutos do coeficiente de difusividade turbulenta da quantidade de movimento  $K_M$  para duas camadas. Esses resultados são apresentados na Tabela C do Apêndice.

Para estabelecermos melhor o comportamento da divergência de fluxo na camada limite, é necessário que se faça medidas bastante precisas das flutuações do vento e temperatura em vários níveis.

BIBLIOGRAFIA

- BUSINGER, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi and E. F. Bradley - "Flux profile relationships in the atmospheric surface layer" - J. Atmos. Sci., 28, pp. 181-189, 1971.
- BUSINGER, J. A. - "On the structure of the atmospheric surface layer" - J. Met., 12, pp. 553-561, 1955.
- CRAMER, H. E. and F. A. Record - "The variation with height of the vertical flux of heat and momentum" - J. Met., 10, pp. 219-226, 1953.
- DEACON, E. L. - "Vertical profiles of mean wind in the surface layer of the atmosphere" - Geophys. Memoir. N<sup>o</sup> 91, Meteor. Office, London, 1953.
- DEACON, E. L. - "Vertical diffusion in the lowest layer of the atmosphere" - Quart. J. Roy. Met. Soc., 75, pp. 89-103, 1949.
- DYER, A. J. and B. B. Hicks - "Flux gradient relationships in the constant flux layer" - Quart. J. Roy. Met. Soc., 96, pp. 715-721, 1970.
- ELLISON, T. H. - "Turbulent transport of heat and momentum from an infinite rough plane" - J. Fluid Mech. 2, pp. 456-466, 1957.
- GARRATT, J. R. - "Studies of turbulence in the surface layer over water" - Quart. J. Roy. Met. Soc., 98, pp. 642-657, 1972.
- HINZE, J. O. - "Turbulence" - New York, McGraw-Hill, 586 pp., 1959.
- HOLZMAN, B. - "The influence of stability on evaporation" - Ann. New York Acad. Sci., 44, p. 13, 1943.

- KAO, S. K. - "Turbulent transfer in the boundary layer of a stratified fluid" - J. Meteor., 16, pp. 497-503, 1959.
- LETTAU, H. - "Note on the structure of the atmospheric surface layer" - J. Met., 13, pp. 507-509, 1956.
- LEWELLEN, W. S. and M. Teske - "Prediction of the Monin-Obukhov similarity functions from an invariant model of turbulence" - J. Atmos. Sci., 30, 7, pp. 1340-1345, 1973.
- LUMLEY, J. L. and H. A. Panofsky - "The structure of atmospheric turbulence" - Interscience Publishers, John Wiley and Sons, London, 293pp., 1964.
- McVEHIL, G. E. - "Wind and temperature profiles near the ground in stable stratification" - Quart. J. Roy. Met. Soc., 90, pp. 136-146, 1964.
- MONIN, A. S. and A. M. Obukhov - "The basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere" - Akad. Nauk., SSSR Trud. Geofiz. Inst., N9 24(151), pp. 163-187, 1954.
- MUNN, R. E. - "Descriptive Micrometeorology" - Academic Press, New York, 245pp., 1966.
- O'BRIEN, J. J. - "An investigation of the diabatic wind profile of the atmospheric boundary layer" - J. Geophys. Res., 70, 10, pp. 2277-2290, 1965.
- OKE, T. R. - "Turbulent transport near the ground in stable conditions", J. Appl. Met., 9, 5, pp. 778-786, 1970.
- PANDOLFO, J. P. - "Wind and temperature for constant flux boundary layer in lapse conditions with a variable eddy conductivity to eddy viscosity ratio", J. Atmos. Sci., 23, pp. 495-502, 1966.

- PANOFSKY, H. A. - "Determination of stress from wind and temperature measurements" - Quart. J. Roy. Met. Soc., 89, pp. 85-94, 1963.
- PROUDMAN, J. - "Dynamical Oceanography" - Methuen, London, p.102, 1953.
- PRIESTLEY, C. H. B. - "Turbulent transfer in the lower atmosphere" - Univ. of Chicago Press, Chicago, 130pp. 1959.
- PRIESTLEY, C. H. B. and W. C. Swinbank - "The vertical transport of heat by turbulence in the atmosphere" - Proc. Roy. Soc. A, 189, pp. 543, 1947.
- RIDER, N. E. - "Eddy diffusion of momentum, water vapour and heat near the ground" - Phil. Trans. Roy. Soc. London, pp. 481-501, 1954.
- ROSSBY, C. G. and R. Montgomery - "The layer of frictional influence in wind and ocean currents" - Pap. Phys. Oceanogra. and Met. W. H. O. I., 3, n<sup>o</sup> 3, 1935.
- SWINBANK, W. C. and A. J. Dyer - "Micrometeorological Expeditions 1962 - 1964" - Div. Meteor. Phys. Tech. Paper n<sup>o</sup> 17, CSIRO, Australia, 48pp, 1968.
- SHEPPARD, P. A., D. T. Tribble and J. R. Garratt - "Turbulence in surface layer over water" - Quart. J. Roy. Met. Soc., 98, pp. 631-641, 1972.
- TATARSKII, V. I. - "Wave propagation in a turbulent medium" - Science Press, 1961.
- TAYLOR, R. J. - "Similarity theory in the relation between fluxes and gradients in the lowest atmosphere" - Quart. J. Roy. Met. Soc., 86, pp. 67-78, 1959.

THORNTHWAITE, C. W. and P. Kaser - "Wind-gradient observations" - Trans. Amer. Geophys. Union, 24, pp. 166-182, 1943.

VISHWANADHAM, Y., and G. S. S. Nunes - "Relation of Richardson number of the curvature of the wind profile" - INPE-444/RI-175, 1974.

WEBB, E. K. - "Aereal Micrometeorology" - Chap. 2 in: Agricultural Meteorology, Ed. Waggoner, P. E., Met. Monographs, Vol.6, n<sup>o</sup> 28, pp.27-58, 1965.

WEBB, E. K. - "Profiles relationships: the log-linear range and extention to strong stability" - Quart. J. Roy. Met. Soc., 96, pp. 67-90, 1970.



APENDICE

T A B E L A B

DADOS USADOS NOS CALCULOS

NO DE SERIE	DATA	HORA	NEBLIOSIDADE
1	23074	1815	CEU CLARO
2	23074	1830	CEU CLARO
3	23074	1845	CEU CLARO
4	23074	1900	CEU CLARO
5	23074	1915	CEU CLARO
6	23074	1930	CEU CLARO
7	23074	1945	CEU CLARO
8	23074	2000	CEU CLARO
9	23074	2015	CEU CLARO
10	23074	2030	CEU CLARO
11	23074	2045	CEU CLARO
12	23074	2100	CEU CLARO
13	23074	2115	CEU CLARO
14	23074	2130	CEU CLARO
15	23074	2145	CEU CLARO
16	23074	2200	CEU CLARO
17	23074	2215	CEU CLARO
18	23074	2230	CEU CLARO
19	23074	2245	CEU CLARO
20	23074	2300	CEU CLARO
21	23074	2315	CEU CLARO
22	23074	2330	CEU CLARO
23	23074	2345	CEU CLARO
24	24074	0	3/AST
25	24074	15	3/AST
26	24074	30	3/AST
27	24074	45	3/AST
28	24074	100	3/AST
29	24074	115	3/AST
30	24074	130	3/AST
31	24074	145	3/AST
32	24074	200	3/AST
33	24074	215	3/AST
34	24074	230	3/AST
35	24074	245	3/AST
36	24074	300	3/AST
37	24074	315	3/AST
38	24074	330	3/AST
39	24074	345	3/AST
40	24074	400	01/AST
41	24074	415	1/AST
42	24074	430	1/AST
43	24074	445	2/AST
44	24074	500	2/AST

T. A R E L A C

.4-1.6M

.8-3.2M

Nº DE SERIE	$\tau$	KM	$\tau$	KM
1	0.078	195.000	0.188	715.000
2	0.090	230.000	0.188	759.000
6	0.160	290.000	0.670	2078.000
7	0.144	306.000	0.334	1172.000
9	0.115	268.000	0.281	1069.000
11	0.048	142.000	0.232	1104.000
12	0.102	249.000	0.231	1134.000
15	0.176	419.000	0.188	759.000
16	0.144	327.000	0.188	677.000
18	0.115	312.000	0.058	234.000*
19	0.102	232.000	0.334	1237.000
20	0.132	249.000	0.084	293.000
22	0.160	307.000	0.455	1443.000
24	0.176	345.000	0.334	1060.000
28	0.211	346.000	0.670	1824.000
29	0.176	309.000	0.594	1721.000
30	0.176	326.000	0.522	1618.000
33	0.068	153.000	0.522	1988.000
34	0.068	177.000	0.232	966.000
35	0.129	287.000	0.334	1237.000
36	0.193	364.000	0.522	1697.000
37	0.115	251.000	0.392	1412.000
38	0.058	174.000	0.114	522.000
42	0.160	371.000	0.058	198.000*
43	0.144	327.000	0.392	1584.000
44	0.129	331.000	0.188	608.000

Unidades:  $\tau$ (dina  $cm^2$ ) e KM( $cm^2 s^{-1}$ )