



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

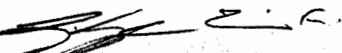

**INPE-676-TPT/004**

## **TURBULÊNCIA E ESTABILIDADE DA ATMOSFERA PRÓXIMA AO SOLO**

Domingos Nicolli

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

INPE  
São José dos Campos  
1975

1. Classificação <i>INPE-COM. 1/TPT</i> <i>C.D.U. 532.5</i>	2. Período	4. Critério de Distribuição:  interna <input type="checkbox"/> externa <input checked="" type="checkbox"/>
3. Palavras Chave (selecionadas pelo autor) <i>CAMADA LIMITE, PERFIL DE VENTO, TURBULÊNCIA</i>		7. Revisado por - <i>Y. Viswanadham</i>
5. Relatório nº <i>INPE-676-TPT/004</i>	6. Data <i>Abril de 1975</i>	9. Autorizado por -  <i>Luiz Gylvan Meira Filho</i> <i>Diretor em Exercício</i>
8. Título e Sub-Título <i>TURBULÊNCIA E ESTABILIDADE DA ATMOSFERA</i> <i>PRÓXIMO AO SOLO</i>		11. Nº de cópias 30
10. Setor <i>Ciência Espacial e da Atmosfera</i>	Código 4.01	14. Nº de páginas 121
12. Autoria <i>Domingos Nicolli</i>   13. Assinatura Responsável		15. Preço
16. Sumário/Notas <p><i>É feito um estudo da camada limite da atmosfera perto do solo. O escoamento turbulento do ar é o problema fundamental da micro-meteorologia. São analisados dois perfis de vento de Monin-Obukhov e de Swinbank. Deste estudo resultam relações universais do parâmetro de Monin-Obukhov com a estabilidade do ar. O perfil de vento de W.C. Swinbank é modificado com a introdução do número turbulento de Prandtl como função da estabilidade e altura acima do solo. É proposto um modelo físico-matemático para determinação do número turbulento de Prandtl com resultados satisfatórios.</i></p>		
17. Observações		



PRESIDÊNCIA DA REPÚBLICA  
CONSELHO NACIONAL DE PESQUISAS  
INSTITUTO DE PESQUISAS ESPACIAIS  
São José dos Campos - Estado de S. Paulo - Brasil

Formulário PG-009

AVALIAÇÃO FINAL DE TRABALHO DE TESE

EXAMINANDO: Domingos Nicolli

TÍTULO DO TRABALHO: Turbulência e Estabilidade da Atmosfera Próximo ao Solo

PERÍODO: 3º / 1974

PROJETO: MESA

ORIENTADOR DE PESQUISA: Dr. Y. Viswanadham

ÁREA DE PÓS-GRADUAÇÃO: Ciência Espacial e da Atmosfera

MEMBRO DA BANCA: Dr. Luiz Gylvan Meira Fº

ASSINATURA DO MEMBRO: \_\_\_\_\_

Data: 06 / 12 / 74

INSTRUÇÕES AO EXAMINADOR

01. A apreciação de cada fator deverá ser efetuada pela colocação de um sinal no losango correspondente, à esquerda. Caso o examinador julgar que a apreciação está situada entre dois fatores subsequentes, deverá assinalar o losango correspondente, à direita.
02. O examinador deverá julgar, cada fator separadamente.
03. A avaliação é feita logo após o encerramento da exposição oral e arguição de questões.
04. A avaliação deve ser feita individualmente, por cada membro da Banca Examinadora.
05. Após o preenchimento deste formulário de avaliação, o mesmo deverá ser entregue ao \_\_\_\_\_, Presidente da Banca Examinadora, o qual encaminhará para a Divisão de Ensino, para apuração do resultado final.

APRESENTAÇÃO FINAL REALIZADA EM 06 / 12 / 74.

HORA: 16:00 LOCAL: Anfiteatro

PRESIDENTE DA BANCA EXAMINADORA: Recebido do Examinador em:     /     /    

Remetido à Divisão de Ensino em:     /     /    

Assinatura: \_\_\_\_\_ Data:     /     /



PRESIDÊNCIA DA REPÚBLICA  
CONSELHO NACIONAL DE PESQUISAS  
INSTITUTO DE PESQUISAS ESPACIAIS  
São José dos Campos - Estado de S. Paulo - Brasil

Formulário PG-009

AVALIAÇÃO FINAL DE TRABALHO DE TESE

EXAMINANDO: Domingos Nicolli

TÍTULO DO TRABALHO: Turbulência e Estabilidade da Atmosfera Próximo ao Solo

PERÍODO: 3º / 1974

PROJETO: MESA

ORIENTADOR DE PESQUISA: Dr. Y. Viswanadham

ÁREA DE PÓS-GRADUAÇÃO: Ciência Espacial e da Atmosfera

MEMBRO DA BANCA: Dr. V. B. Rao

ASSINATURA DO MEMBRO: V. B. Rao Data: 06 / 12 / 74

INSTRUÇÕES AO EXAMINADOR

01. A apreciação de cada fator deverá ser efetuada pela colocação de um sinal no losango correspondente, à esquerda. Caso o examinador julgar que a apreciação está situada entre dois fatores subsequentes, deverá assinalar o losango correspondente, à direita.
02. O examinador deverá julgar, cada fator separadamente.
03. A avaliação é feita logo após o encerramento da exposição oral e arguição de questões.
04. A avaliação deve ser feita individualmente, por cada membro da Banca Examinadora.
05. Após o preenchimento deste formulário de avaliação, o mesmo deverá ser entregue ao Dr. Luiz Gylvan Meira Fº, Presidente da Banca Examinadora, o qual encaminhará para a Divisão de Ensino, para apuração do resultado final.

APRESENTAÇÃO FINAL REALIZADA EM 06 / 12 / 74.

HORA: 16:00 LOCAL: Anfiteatro

PRESIDENTE DA BANCA EXAMINADORA: Recebido do Examinador em:    /   /   

Remetido à Divisão de Ensino em:    /   /   

Assinatura: Ricardo A. R. Palmeira Data:    /   /



PRESIDÊNCIA DA REPÚBLICA  
CONSELHO NACIONAL DE PESQUISAS  
INSTITUTO DE PESQUISAS ESPACIAIS  
São José dos Campos - Estado de S. Paulo - Brasil

Formulário PG-009

AVALIAÇÃO FINAL DE TRABALHO DE TESE

EXAMINANDO: Domingos Nicolli

TÍTULO DO TRABALHO: Turbulência e Estabilidade da Atmosfera Próximo ao Solo

PERÍODO: 3º / 19 74 PROJETO: MESA

ORIENTADOR DE PESQUISA: Dr.Y.Viswanadham

ÁREA DE PÓS-GRADUAÇÃO: Ciência Espacial e da Atmosfera

MEMBRO DA BANCA: Dr.Ricardo A.R.Palmeira

ASSINATURA DO MEMBRO: Ricardo A.R. Palmeira Data: 06 / 12 / 74

INSTRUÇÕES AO EXAMINADOR

01. A apreciação de cada fator deverá ser efetuada pela colocação de um sinal no losango correspondente, à esquerda. Caso o examinador julgar que a apreciação está situada entre dois fatores subsequentes, deverá assinalar o losango correspondente, à direita.
02. O examinador deverá julgar, cada fator separadamente.
03. A avaliação é feita logo após o encerramento da exposição oral e arguição de questões.
04. A avaliação deve ser feita individualmente, por cada membro da Banca Examinadora.
05. Após o preenchimento deste formulário de avaliação, o mesmo deverá ser entregue ao Dr.Luiz Gylvan Meira Filho, Presidente da Banca Examinadora, o qual encaminhará para a Divisão de Ensino, para apuração do resultado final.

APRESENTAÇÃO FINAL REALIZADA EM 06 / 12 / 74.

HORA: 16:00 LOCAL: Anfiteatro

PRESIDENTE DA BANCA EXAMINADORA: Recebido do Examinador em:     /     /    

Remetido à Divisão de Ensino em:     /     /    

Assinatura: Ricardo A.R. Palmeira Data:     /     /



PRESIDÊNCIA DA REPÚBLICA  
CONSELHO NACIONAL DE PESQUISAS  
INSTITUTO DE PESQUISAS ESPACIAIS  
São José dos Campos - Estado de S. Paulo - Brasil

Formulário PG-009

AVALIAÇÃO FINAL DE TRABALHO DE TESE

EXAMINANDO: Domingos Nicolli

TÍTULO DO TRABALHO: Turbulência e Estabilidade da Atmosfera Próximo ao Solo

PERÍODO: 3º / 19 74

PROJETO: MESA

ORIENTADOR DE PESQUISA: Dr.Y.Viswanadham

ÁREA DE PÓS-GRADUAÇÃO: Ciência Espacial e da Atmosfera

MEMBRO DA BANCA: Dr.Y.Viswanadham

ASSINATURA DO MEMBRO: Y. Viswanadham Data: 06 / 12 / 74

INSTRUÇÕES AO EXAMINADOR

01. A apreciação de cada fator deverá ser efetuada pela colocação de um sinal no losango correspondente, à esquerda. Caso o examinador julgar que a apreciação está situada entre dois fatores subsequentes, deverá assinalar o losango correspondente, à direita.
02. O examinador deverá julgar, cada fator separadamente.
03. A avaliação é feita logo após o encerramento da exposição oral e arguição de questões.
04. A avaliação deve ser feita individualmente, por cada membro da Banca Examinadora.
05. Após o preenchimento deste formulário de avaliação, o mesmo deverá ser entregue ao Dr.Luiz Gylvan Meira Filho, Presidente da Banca Examinadora, o qual encaminhará para a Divisão de Ensino, para apuração do resultado final.

APRESENTAÇÃO FINAL REALIZADA EM 06 / 12 / 74

HORA: 16:00 LOCAL: Anfiteatro

PRESIDENTE DA BANCA EXAMINADORA: Recebido do Examinador em:     /     /    

Remetido à Divisão de Ensino em:     /     /    

Assinatura: Roberto G. B. Palmeira

Data:     /     /



PRESIDÊNCIA DA REPÚBLICA  
CONSELHO NACIONAL DE PESQUISAS  
INSTITUTO DE PESQUISAS ESPACIAIS  
São José dos Campos - Estado de S. Paulo - Brasil

Formulário PG-009

AVALIAÇÃO FINAL DE TRABALHO DE TESE

EXAMINANDO: Domingos Nicolli

TÍTULO DO TRABALHO: Turbulência e Estabilidade da Atmosfera Próximo ao Solo

PERÍODO: 3º / 1974 PROJETO: MESA

ORIENTADOR DE PESQUISA: Dr.Y.Viswanadham

ÁREA DE PÓS-GRADUAÇÃO: Ciência Espacial e da Atmosfera

MEMBRO DA BANCA: Dr.Ralf Gielow

ASSINATURA DO MEMBRO:

Data: 06 / 12 / 74

INSTRUÇÕES AO EXAMINADOR

01. A apreciação de cada fator deverá ser efetuada pela colocação de um sinal no losango correspondente, à esquerda. Caso o examinador julgar que a apreciação está situada entre dois fatores subsequentes, deverá assinalar o losango correspondente, à direita.
02. O examinador deverá julgar, cada fator separadamente.
03. A avaliação é feita logo após o encerramento da exposição oral e arguição de questões.
04. A avaliação deve ser feita individualmente, por cada membro da Banca Examinadora.
05. Após o preenchimento deste formulário de avaliação, o mesmo deverá ser entregue ao Dr.Luiz Gylvan Meira Fº, Presidente da Banca Examinadora, o qual encaminhará para a Divisão de Ensino, para apuração do resultado final.

APRESENTAÇÃO FINAL REALIZADA EM 06 / 12 / 74.

HORA: 16:00 LOCAL: Anfiteatro

PRESIDENTE DA BANCA EXAMINADORA: Recebido do Examinador em:     /     /    

Remetido à Divisão de Ensino em:     /     /    

Assinatura: Ricardo A. B. Paiva

Data:     /     /

*À Julieta*



## RESUMO

A determinação de fluxos de calor na camada turbulenta da superfície através de medições de perfis de velocidade do vento é uma possibilidade. A partir de uma definição e de uma hipótese, Swinbank derivou a forma do perfil do vento quando o ar está termicamente estratificado na camada turbulenta de superfície. Este modelo é testado com condições atmosféricas perto da neutralidade, na estável e instável. O perfil exponencial de Swinbank é válido no máximo para os perfis de velocidade em condições instáveis. É muito difícil aplicar este modelo a outros casos de estabilidade. Com propósito de se obter melhores resultados, em condições perto da neutralidade e na estabilidade, o perfil exponencial é derivado novamente, porém, usando, em vez da extensão característica de Monin-Obukhov ( $L$ ), a de Panofsky ( $L'$ ) e a razão dos coeficientes de difusão de calor e quantidade de movimento  $K_H/K_M$ . Considera-se um modelo simples para explicar a variação de  $K_H/K_M$  com a altura e o parâmetro de estabilidade  $z/L'$ . Este novo perfil exponencial produz melhores resultados para o fluxo de calor sensível nas condições atmosféricas perto da neutralidade e estáveis. A variação do parâmetro "a" de Monin-Obukhov com a estabilidade é também examinada. O parâmetro "a" é imensamente variável perto da neutralidade. A lei log-linear do perfil do vento é também examinada, no intervalo do número de Richardson entre  $-0,005$  e  $-0,03$ , assumindo similaridade de perfis. Estes resultados mostram, outrossim, que é possível prever o fluxo de calor sensível ( $H$ ) pelas funções universais  $\phi$  de Monin e Obukhov sem precisar os coeficientes de transferência à condição de atmosfera quase neutra.

## ABSTRACT

Heat flux determination in the turbulent boundary layer through wind speed profile measurements turns up to be possible. From a definition and a hypothesis the form of the wind profile in a turbulent boundary layer when the air is thermally stratified is derived by Swinbank. This model is tested for near-neutral, stable and unstable conditions. Swinbank's exponential profile is at most valid for unstable wind profile. It is very difficult to apply this exponential profile in the case of other stability conditions. With a view to obtain good results in near-neutral and stable conditions the exponential wind profile is derived using Panofsky's scale length  $L'$  and the ratio  $K_H/K_M$  for eddy diffusivity coefficients of heat and momentum. We consider a simple model to account for the variation of  $K_H/K_M$  with height and stability parameter  $z/L'$ . This new exponential profile gives better results for sensible heat flux in the case of near-neutral and stable conditions. The variation of Monin-Obukhov parameter " $\alpha$ " with stability is also examined. The parameter " $\alpha$ " is highly variable for near-neutral conditions. The log-linear law is also examined in the range of Richardson number between  $-0,005$  to  $-0,03$  assuming the similarity of profiles. These results further show that it is possible to predict sensible heat flux from the Monin-Obukhov universal  $\phi$  functions without reference to transfer coefficients in this range of instability.

## INDICE

Resumo. . . . .	v
Abstract. . . . .	vi
Lista de Símbolos . . . . .	ix
Lista de Figuras. . . . .	xi
Lista de Tabelas. . . . .	xiii
CAPÍTULO I - Introdução . . . . .	1
CAPÍTULO II - Características dimensionais e representação. . . . .	7
CAPÍTULO III - Modelo de Swinbank . . . . .	21
3.1 - Desenvolvimento. . . . .	21
3.2 - Aplicação da Equação (III.16). . . . .	27
3.3 - Solução da Equação (III.16). . . . .	29
3.4 - Dados e resultados . . . . .	31
3.5 - Fluxos de calor e perfil de vento. . . . .	34
3.6 - Sumário dos resultados obtidos a partir da Equação (III.16) . . . . .	52
3.7 - Argumentos de Swinbank a favor de sua hipótese e justificativa da não verificação pelos dados analisados . . . . .	57
3.8 - Validade da hipótese de Swinbank . . . . .	60
3.9 - Aplicabilidade da Equação (III.16) . . . . .	61

3.10 - Equação de balanço. . . . .	62
3.11 - Interpretação e significado de $K_H/K_M$ no perfil. . . . .	65
3.12 - Relação de $K_H/K_M$ com $L'$ . . . . .	72
3.13 - Forma funcional de $K_H/K_M$ . . . . .	72
3.14 - Dificuldade na determinação de $L'$ . . . . .	75
3.15 - Soluções da Equação (III.33). . . . .	76
3.16 - Conclusões. . . . .	82
CAPÍTULO IV - Determinação do Parâmetro de Monin-Obukhov. . . . .	85
4.1 - Introdução. . . . .	85
4.2 - Resultados. . . . .	88
4.3 - Parâmetro $\alpha$ . . . . .	92
CAPÍTULO V - Conclusões finais. . . . .	103
Agradecimentos. . . . .	107
Referências . . . . .	109

## LISTA DE SÍMBOLOS

- $A_0$  - razão de ventos
- $a, b$  - alturas [L]
- $C_D$  - coeficientes de arrasto
- $C_p$  - calor específico do ar a pressão constante [ $L^2 T^{-2} \theta^{-1}$ ]
- $D, D_i$  - alturas [L]
- $D_0$  - constante adimensional
- $E$  - fluxo de vapor de água [ $L^{-2} M T^{-1}$ ]
- $G$  - fluxo de calor que penetra ou deixa o solo [ $L^{-2} M T^{-1}$ ]
- $g$  - aceleração da gravidade [ $L T^{-2}$ ]
- $H, H_E, H_S, H_M, H_W, H(1), H(2)$  - fluxos de calor sensível [ $M T^{-3}$ ]
- $I$  - interseção no eixo x [L]
- $J$  - interseção no eixo y [L]
- $k$  - coeficiente de von Kármán
- $K_M, K_H, K_W$  - coeficiente de difusividade turbulenta de quantidade de movimento, de temperatura e umidade respectivamente [ $L^2 T^{-1}$ ]
- $L$  - extensão de Monin-Obukhov [L]
- $L', \ell$  - extensão de Panofsky [L]
- $\bar{L}$  - calor latente de evaporação por unidade de massa [ $L^2 T^{-2}$ ]
- $q$  - umidade específica média
- $R$  - gradiente vertical adimensional de temperatura
- $R$  - radiação líquida sobre a superfície [ $M T^{-3}$ ]
- $R_e$  - número de Reynolds

- $R_i$  - número de Richardson  
 $R_f$  - número de fluxo de Richardson  
 $R_{iz}$  - número de Richardson o altura  $z$   
 $S$  - cisalhamento não dimensional do vento  
 $T_*$  - temperatura de escala  $[\theta]$   
 $u_*$ ,  $u_{*L}$ ,  $u_{*M}$  - velocidade de fricção  $[LT^{-1}]$   
 $u$ ,  $v$ ,  $w$  - velocidades médias locais do vento ao longo das direções  $x$ ,  
 $y$ ,  $z$   $[LT^{-1}]$   
 $X$  - função não linear da altura  $[L]$   
 $y$  - fator de vento adimensional  
 $z_0$  - definição da altura da aspereza  
 $x_1$ ,  $z_1$  - variáveis da equação da reta (Eq. IV.1a)  $[L, LT^{-1}]$   
 $\rho$  - massa específica do ar  $[ML^{-3}]$   
 $\theta$  - temperatura potencial média  $[\theta]$   
 $\tau$  - fluxo de quantidade de movimento ou tensão de cisalhamento  
 $[L^{-1}MT^{-2}]$   
 $\alpha$  - parâmetro de Monin-Obukhov  
 $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$  - constantes para dado valor de  $z/L$   
 $\phi_M$ ,  $\phi_H$ ,  $\phi_W$  - uma função não conhecida da razão de estabilidade  $z/L$  pa  
ra os perfis de vento, temperatura e umidade respectivamente  
 $\epsilon$  - dissipação viscosa de energia por unidade de volume  $[L^{-1}MT^{-3}]$   
 $\gamma$ ,  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$ ,  $\gamma_4$  - razões dos coeficientes de difusividade turbulenta de  
quantidade de movimento e de calor.

## LISTA DE FIGURAS

Fig. III.1 - Relação de L com a razão adimensional de vento representada por $A_0$ . . . . .	35
Fig. III.2 - $u_{*M}$ determinado pela relação (III.27) versus $u_{*L}$ médio calculado pela equação (III.15). . . . .	36
Fig. III.3 - Relação entre o fluxo de calor medido e a radiação líquida que chega ao solo . . . . .	37
Fig. III.4 - Relação entre $L_M$ , calculado pelo fluxo de calor medido $H_M$ , e o fator adimensional $\frac{u_b - u_a}{u_{*M}}$ . . . . .	39
Figs. III.5, III.6, III.7, III.8, III.9 - idem. . . . .	40 a 44
Fig. III.10 - Relação entre $L_M$ medido e L determinado pela equação (III.15) . . . . .	46
Figs. III.11, III.12, III.13 - idem. . . . .	47 a 49
Figs. III.14 e III.15 - $L_M$ contra L calculado pela Equação (III.16) . . . . .	53 e 54
Fig. III.16 - Relação de $K_H/K_M$ na camada de (0,5-16) metros contra L determinado pela Equação (III.16) . . . . .	55
Fig. III.17 A e B - Fluxos de calor medidos contra fluxos calculados respectivamente por Swinbank e Webb . . . . .	56
Fig. III.18 - Modelo para determinar $K_H/K_M$ a partir da medição do vento a três níveis . . . . .	74
Fig. IV.1 - Relação entre a extensão L e o parâmetro $\alpha$ determinado pelo método de Webb em comparação com a previsão das Equações de Swinbank. . . . .	95

Fig. IV.2 - Relação de $\alpha$ com a estabilidade de acordo com previsão das equações de Swinbank e resultados obtidos através da solução de Webb. . . . .	96
Fig. IV.3 - Dependência entre $R_i$ e L. . . . .	99
Fig. IV.4 - Relação de $\alpha$ com a estabilidade . . . . .	100
Fig. IV.5 - Variação de $\alpha$ com L e a altura da camada. . . . .	102



## LISTA DE TABELAS

Tabela III.1 - Dados extraídos de "Micrometeorological Expeditions" de W. C. Swinbank e A. J. Dyer, 1968 com as respectivas identificações originais. . . . .	58
Tabela III.2 - Resultados médios das equações III.16, III.17, III.27, III.28 e relação $K_H/K_M$ . . . . .	59
Tabela III.3 - Variabilidade dos parâmetros da equação III.16. . . . .	62
Tabela III.4 - Fluxos de calor medidos e calculados e razões $K_H/K_M = \gamma$ a 1, 2 e 4 metros. . . . .	70
Tabela III.5 - Valores crescentes de $K_H/K_M = \gamma$ em caso instável. . . . .	79
Tabela III.6 - $K_H/K_M = \gamma$ crescente em caso estável. . . . .	80
Tabela III.7 - $K_H/K_M = \gamma$ determinados por Taylor com dados de Rider, Swinbank e Monin-Obukhov . . . . .	80
Tabela III.8 - $K_H/K_M = \gamma$ decrescente com estabilidade. . . . .	80
Tabela III.9 - $K_H/K_M = \gamma$ decrescente em caso instável. . . . .	81
Tabela IV.1 - Resultados da regressão aplicada a equação de Monin-Obukhov . . . . .	89
Tabela IV.2 - Intervalos de instabilidade com respectivos valores do parâmetro $\alpha$ , fornecidos por Taylor . . . . .	94
Tabela IV.3 - Valores de $\alpha$ previstos pelas equações de Swinbank. . . . .	97

Tabela IV.4 - Valores comparativos de  $\alpha$  determinado por  
Taylor com dados de Rider e Swinbank. . . . . 98

## CAPÍTULO I

### INTRODUÇÃO

A Micrometeorologia, dentro das ciências meteorológicas, se ocupa dos processos, em pequena escala, que se passam na camada limite da atmosfera terrestre a qual vai até alguns poucos metros de altura acima do solo. Ou, de maneira mais atual, poder-se-ia dizer que trata dos processos físicos que afetam o meio ambiente de quase todos os seres vivos.

O problema central da Micrometeorologia diz respeito à forma do perfil do vento quando o ar está termicamente estratificado. Esta é uma questão ainda sem solução, porém cada dia mais importante no mundo moderno. É comum no trabalho dos técnicos, terem de considerar em seus projetos industriais problemas como o da distribuição de poluentes e casos de concentrações anormais destes em determinadas condições meteorológicas. Em projetos de barragens e irrigação a falta de conhecimento do tipo de perfil médio do vento da região pode prejudicar grandemente os resultados esperados inicialmente. Um outro aspecto da utilidade do conhecimento do perfil do vento está no uso de inseticidas em pó e no aproveitamento de energia eólica.

Exceto quando o vento está extremamente fraco, a camada inferior da atmosfera é turbulenta. Isto implica a ter-se escoamento de

ar sujeito a flutuações caóticas. Este fato pode ser verificado por instrumentos de respostas rápidas colocados no ar para medir temperatura e velocidade do vento. Os diagramas destes instrumentos mostram oscilações aleatórias de temperatura e velocidade. Uma característica importante da turbulência é a rápida mistura ou difusão que efetua. Entidades físicas como calor, quantidade de movimento,  $CO_2$ , etc., são transportados aleatoriamente de um lugar para outro por amostras de ar (elementos de turbulência ou vórtices). Deste modo temos que as propriedades do ar ambiente são rapidamente espalhadas de uma região da atmosfera para outra (Deacon, 1949). O calor e o vapor de água existentes nos dez primeiros quilômetros da atmosfera foram de alguma maneira tirados da superfície terrestre e difundidos pela turbulência até os níveis superiores. Pode-se de forma simplista afirmar que os elementos disponíveis para a formação de nuvens e precipitação são transferidos turbulentamente da camada limite inferior da atmosfera.

A camada limite turbulenta da superfície é de profundidade que não pode ser determinada rigidamente. Sua espessura depende das características da superfície da terra e da estabilidade. Normalmente tem em torno de cem metros de altura. O efeito de rotação da terra pode ser desconsiderado em comparação com as forças da superfície (Sutton, 1953). Em considerando a direção do vento à superfície, este segue, em linhas gerais, aquela predominante nas cartas sinóticas, isto é, a geostrófica. Contudo, em certas circunstâncias, o movimento do ar na superfície é dominado pelas variações locais de densidade, ventos gravitacio

nais nos vales e montes, e não tem relação com o campo de pressão predominante na escala sinótica.

Imediatamente acima da camada turbulenta há uma zona de transição (que pode ser chamada de "camada limite planetária") do escoamento perturbado perto do solo para o escoamento suave e sem atrito da atmosfera livre. A estrutura do vento nesta região envolve o gradiente de pressão, a força de Coriolis e efeitos residuais de atrito na superfície terrestre. Entre 500 e 1000 metros de altura é atingido o vento geostrofico teórico, isto é, vento sem fricção.

Os problemas mais difíceis da dinâmica são os que se encontram na camada limite da superfície, por diversas razões. Primeiro porque a proximidade do contorno atmosférico ao solo implica na existência de vento turbulento e a turbulência em si já é um problema de difícil ventilação. Em segundo lugar a superfície do solo é de natureza muito variável, isto torna impossível qualquer especificação estritamente matemática do limite inferior da atmosfera. Mas a característica principal do problema meteorológico, e a principal fonte de dificuldades, está nas grandes variações diurnas do gradiente de densidade. Esta troca rápida de propriedades do ar ocorre por causa do seu contato com o solo, a qual afeta, de modo complicado, todas as características do escoamento.

Em face das dificuldades apontadas, em estudo de camada de transferência turbulenta, convencionou-se usar sempre um modelo bem

simplificado na abordagem do problema. Em linhas gerais, toma-se o ar termicamente estratificado sobre um terreno infinitamente plano e uniforme. Deve soprar vento permanente na horizontal de modo que s̄o h̄a saldo de fluxos turbulentos de entidades físicas na vertical, pois existe homogeneidade horizontal das propriedades do ar. E, então, admitido haver propriedades cujas características podem variar somente de uma estratificação a outra. Tem-se, portanto, condições permanentes com o tempo, de maneira que, ignorando as flutuações turbulentas não haverá variação local das propriedades médias do ar. Disto segue que fluxos ligados de qualquer entidade devem ser independentes da altura acima do solo. A vantagem de modelos tão simplificados nos experimentos é sua semelhança a condições controladas em túneis de vento.

Muitas discussões teóricas, baseadas amplamente na análise da teoria da similaridade de Monin-Boukhov (1954), foram apresentadas por Ellison (1957), Priestley (1959), Swinbank (1960), Panofsky et al. (1960), Taylor (1960), Neuman (1961), Blackadar (1962), Seller (1962), Lumley e Panofsky (1964), Pandolfo (1966), Elliott (1966), Kondo (1971) e outros.

As observações e a teoria indicam que os perfis podem ser descritos pelas leis da convecção forçada e livre, com uma transição do regime de convecção forçada para livre a um número de Richardson particular (Priestley, 1955). São necessárias fórmulas que efetuem uma transição suave entre regimes.

Algumas características já estão bem estabelecidas, mas como é evidente na literatura recente (e.g., discussão de Swinbank e outros, 1960), ainda subsistem importantes diferenças de opinião sobre vários aspectos. Tem havido pouco sucesso experimental em definir as relações fundamentais das condições estáveis e instáveis na camada limite da superfície. Pelos resultados obtidos há indicação de que os argumentos de Monin e Obukhov podem ser aplicados a vários estados de estabilidade do ar, mas os resultados não definem o intervalo de aplicabilidade ou fornecem uma introspecção dos mecanismos de controle do escoamento.

O estudo presente tem dois objetivos. O primeiro é examinar a solução de Swinbank (1964) à luz de medições micrometeorológicas de perfis de temperatura e de vento nas várias condições de estabilidade do ar e observar o intervalo dentro do qual os argumentos de Monin e Obukhov são válidos.

## CAPÍTULO II

### CARACTERÍSTICA DIMENSIONAL E REPRESENTAÇÃO

Grande parte do recente progresso no estudo e entendimento do transporte turbulento em camada limite é devido à teoria da similaridade de Monin e Obukhov (Kondo, 1971). De acordo com esta teoria, se as condições que envolvem dois experimentos são idênticas, então os resultados devem ser similares. A teoria da similaridade prevê funções universais que possam ser determinadas experimentalmente e verificada sua validade em qualquer lugar.

Por esta teoria existe próximo à superfície do solo uma velocidade  $u_*$ , uma extensão  $L$  e uma temperatura  $T_*$  que são invariantes com a altura. Expressando as variáveis principais, quais sejam, temperatura, vento e altura, não dimensionalmente como função destas quantidades, surge uma série de equações não dimensionais que são de validade geral na camada limite da superfície.

Estas quantidades são definidas a partir de grandezas comuns a seguir:

Na superfície a tensão é da ordem de um a dez  $\text{din/cm}^2$  e é praticamente constante. Por isso é possível definir uma velocidade de



escala ou fricção

$$u_*^2 = \tau/\rho, \quad (\text{II.1})$$

onde  $\rho$  é a densidade local do ar,  $\tau$  é a tensão na superfície. Semelhantemente pode-se ter uma temperatura de escala

$$T_* = - \frac{H}{k u_* \rho C_p} \quad (\text{II.2})$$

onde  $k$  é a constante de von Kármán (0,4), outras quantidades têm significado trivial. Um dos problemas da teoria da similaridade é relacionar diversas variáveis adimensionais com a razão de altura também adimensional,  $(z/L)$ . Estas relações oferecem boa expectativa de validade universal.

Segundo o método de Monin-Obukhov (1954), Lumley e Panofsky (1964) introduziram um cisalhamento adimensional de vento,

$$S = \frac{kz}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z}. \quad (\text{II.3})$$

Por analogia, eles também definiram um gradiente vertical adimensional de temperatura,

$$R = \frac{z\partial\theta}{T_*\partial z} \quad (\text{II.4})$$

A verificação das hipóteses da similaridade e das fórmulas de perfis é feita adequadamente com medições diretas de fluxos e perfis. Contudo, raramente se obtém um campo de experimentos micrometeorológicos que satisfaça as exigências das hipóteses e que possa ser mantido sob controle.

Businger (1955) admite que é possível formular um programa de observação suficientemente completo para que a teoria seja testada. Para isso é necessário que os perfis de temperatura e velocidade sejam medidos independentemente e que quatro condições propostas por Hamel em 1943 sejam observadas, as quais são:

1) É importante haver dois campos muito amplos com diferentes alturas  $z_0$ , cujas superfícies devem ser tão uniformes quanto possível para assegurar  $z_0$  constante. Estes campos devem variar o menos possível no curso do período de experimentos para que haja possibilidade de repetição das observações. A extensão mínima do campo é determinada pelo número de Reynolds ( $R_e$ ) e há boas razões para supor que  $R_e$  seja maior ou igual a  $10^9$  a fim de que os perfis se desenvolvam completamente. Este valor implica numa distância de 2 a 5Km.

2) O arrasto na superfície deve ser medido diretamente e de tal maneira que esta não seja perturbada porque a determinação exata de  $u_*$  é de fundamental importância no teste da teoria.

3) São necessárias medições completas de calor e de balanço de  $\bar{a}$  gua para determinar independentemente o fluxo de calor (H).

4) Finalmente é necessário que as medidas da velocidade do vento, da temperatura e da umidade sejam feitas em diferentes alturas.

É costume tomar-se o eixo x na direção do vento médio, y na horizontal e transversalmente e z na vertical. As componentes correspondentes da velocidade local são denotadas por u, v, w. A média ao longo da velocidade do vento será denotada por  $\bar{u}$ , e para todo fim prático as médias de outras componentes serão zero sobre terreno plano.

Em condições neutras, usando a hipótese dos coeficientes de difusão e desprezando os termos de transferência molecular, a tensão cisalhante horizontal ( $\tau$ ) e os fluxos verticais de calor (H) e vapor de água (E) podem ser obtidos da teoria da transferência turbulenta e são representados por

$$\tau = \rho K_M \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (II.5)$$

$$H = -\rho C_p K_H \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad (II.6)$$

$$E = -\rho K_W \frac{\partial q}{\partial z} \quad (II.7)$$

onde  $K_M$ ,  $K_H$  e  $K_W$  são os coeficientes de difusão turbulenta de quantidade de movimento, de calor e de vapor de água, respectivamente;  $u$ ,  $\theta$  e  $q$  são do mesmo modo a velocidade média do vento, a temperatura potencial e a umidade específica local média. As constantes  $\rho$  e  $C_p$  são a massa específica do ar e o calor específico a pressão constante. Todas as variáveis são tomadas em valor médio, porém, a barra foi omitida por conveniência (Crawford, 1965).

Na definição dos coeficientes de temperatura teve-se que fazer algumas suposições. A mais bem sucedida delas foi a analogia de Reynolds. Admite-se que a quantidade de movimento e o calor são transportados do mesmo modo; com a mesma eficiência pela turbulência, desta maneira pode-se esperar que  $K_M/K_H$  seja mais ou menos unitário, às vezes, mencionado por número turbulento de Prandtl. Nestas circunstâncias a ação molecular seria sem importância em comparação com o transporte turbulento. Uma das implicações desta hipótese é que o transporte de quantidade de movimento em cada direção não afeta o próprio mecanismo de transporte, isto é, o transporte numa direção é um contaminante escalar. Isto parece ser provável só na região de grande produção e dissipação de flutuações como na camada limite. Em geral os coeficientes  $K$  são funções da posição, das propriedades do escoamento e são diferentes para cada direção das coordenadas. Além disto em sua definição está implícita a suposição de que os tamanhos dos vórtices são pequenos em comparação com a escala do movimento médio. Esta condição, em geral, não é sa

tisfeita; contudo as diversas quantidades  $K$  têm sido úteis em meteorologia.

A forma do perfil de um escoamento suave ou perturbado em condições adiabáticas pode ser obtida da hipótese da extensão de mistura ou a partir da consideração de balanço entre a produção de energia mecânica ( $u_*^2 \partial u / \partial z$ , transferência do escoamento médio para a turbulência) e a dissipação viscosa ( $u_*^3 / kz$ ) por

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz}, \quad (II.8)$$

onde  $u_*$  é a velocidade de fricção e  $k$  é a constante de von Kármán, Taylor (1960). A integração da equação (II.8) em relação a altura dá o já conhecido perfil logarítmico do vento. Das equações (II.5) e (II.8) é também possível mostrar

$$K_M = ku_* z. \quad (II.9)$$

É útil, às vezes, introduzir o coeficiente de arrasto  $C_D$ , definido por

$$C_D = \tau / \rho u^2, \quad (II.10)$$

aqui  $C_D$  está intimamente relacionado à aspereza do solo. Não pode ser

considerado unicamente uma propriedade da superfície, mas, se refere a certa altura na qual supõe-se que o vento é conhecido.

A lei logarítmica do perfil de vento, na atmosfera neutra, não é adequado para representar perfil sob condições diabáticas ou não neutras. Entre os muito métodos deduzidos com o fim de acrescentar os efeitos de estabilidade, há a modificação da equação (II.8) pela introdução de parâmetros de mistura adimensionais (Priestley, 1959).

Alguns tipos de perfis propostos empiricamente são bastante úteis e adequados em condições especiais de estabilidade. Todavia, os perfis empíricos não podem explicar o mecanismo físico do escoamento turbulento, embora se saiba que a turbulência pode ser gerada por processos mecânicos ou térmicos.

Visto que o perfil de vento varia com a estabilidade do ar, tem-se usado com muito sucesso o número de fluxo de Richardson,  $R_f$ , como parâmetro de estabilidade. Ao definir-se a partir da equação hidrodinâmica do movimento turbulento, dada sob a forma

$$\frac{\partial F}{\partial z} + \epsilon = \tau \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{gH}{C_p \theta} , \quad (\text{II.11})$$

para uma unidade de volume (cujos termos serão discutidos posteriormente) a fórmula de  $R_f$  será:

$$R_f = - \frac{gH/C_p \theta}{\tau \partial u / \partial z} . \quad (II.12)$$

Fisicamente  $R_f$  representa a razão da taxa de produção de energia mecânica de turbulência através do efeito térmico pela taxa de produção de energia de turbulência através do cisalhamento. Fazendo substituição do fluxo de calor (H) dado pela equação (II.6) e do fluxo de quantidade de movimento ( $\tau$ ) da equação (II.5) teremos

$$R_f = \frac{K_H (g/\theta) \partial \theta / \partial z}{K_M (\partial u / \partial z)^2} \quad (II.13)$$

ou

$$R_f = \frac{K_H}{K_M} R_i \quad (II.14)$$

onde

$$R_i = \frac{(g/\theta) \partial \theta / \partial z}{(\partial u / \partial z)^2} \quad (II.15)$$

A vantagem do número de Richardson  $\bar{e}$  que pode ser determinado diretamente das medições dos perfis de temperatura e de vento.

Com as quantidades  $g/\theta$ ,  $u_*$  e  $H/\rho C_p$ , Monin e Obukhov (1954) definiram uma extensão que pode ser determinada apenas com estes parâmetros, mais um fator arbitrário, em condições perto da neutralidade. A qual  $\bar{e}$

$$L = \frac{-u_*^3 C_p \theta}{kgH} \quad (\text{II.16})$$

onde a constante de von Kármán foi acrescentada por conveniência. Usando agora a altura não dimensional ( $z/L$ ) proposta por Monin-Obukhov, cujo significado físico é o mesmo que o do número de fluxo de Richardson, isto é, razão de taxa de produção de energia convectiva ( $gH/C_p \theta$ ) por taxa de produção de energia mecânica ( $u_*^3/kz$ ), chega-se a uma expressão para a taxa total de produção de energia que é

$$u_*^2 \frac{\partial u}{\partial z} - A \frac{u_*}{kL} \quad (\text{II.17})$$

A quantidade  $A$  é uma medida da eficiência relativa das forças de flutuação e de cisalhamento na produção de energia turbulenta. Apesar de todas as investigações ainda não se sabe se a quantidade  $A$  é uma constante ou uma função de ( $z/L$ ). Outra dificuldade importante é a forma dimensional da taxa de dissipação viscosa que ainda não foi estabelecida. Em consequência, não é possível, por enquanto, apresentar uma forma universal do perfil diabático do vento. Contudo, Monin e Obukhov propuseram generalizar a equação (II.8) sob a forma seguinte:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \phi_M (z/L) \quad (\text{II.18})$$

onde  $\phi_M$  é uma função desconhecida que deve ser determinada experimentalmente. Funções análogas  $\phi_H$  e  $\phi_W$  podem ser introduzidas para descrever os perfis não neutros de temperatura e umidade (Munn 1966).



A taxa de produção de energia mecânica cresce para baixo, enquanto que a de produção de energia convectiva diminui. Portanto, bem próximo ao solo, predominam condições de neutralidade e se pode aplicar a equação (II.10) para determinar a tensão cisalhante. O nível até onde pode-se aplicar a equação (II.8) vai depender do valor relativo de  $gH/C_p\rho\theta$  por  $u_*^2\alpha/z$ . No caso de superfície muito áspera, com vento forte, o termo de produção de energia mecânica é grande e a lei log-linear permanece válida até uma altura em torno de 5m ou mais, mesmo quando o fluxo de calor é intenso. Todavia, com superfície muito lisa e grande intensidade de fluxo de calor sensível (H), o desvio é observado até mesmo a 50cm de altura.

De três casos limites especiais podem-se dispor de algumas informações clarificadoras:

1) Na atmosfera adiabática  $\phi_M(z/L)$  é igual a 1, isto é, continua válida a equação (II.8) do perfil logaritmo do vento.

2) Com estabilidade muito forte  $\phi_M(z/L)$  não pode mais ser função da altura z. O vento deve crescer linearmente com a altura.

3) Na convecção livre, isto é, com forte instabilidade ( $R_i < -0,03$ ) Priestley (1954) achou, por argumentação dimensional e experimentalmente, que o gradiente de temperatura é inversamente propor

cional a altura  $z$  e da forma

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} \propto z^{-4/3} \quad (\text{II.19})$$

Taylor (1960) postula a similaridade dos perfis de temperatura e vento. Verificou-se sua proposição com experimentos. Isto leva a

$$\phi_M(z/L) = C_1 [z/L]^{-1/3} \quad (\text{II.20})$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = C_2 [z/L]^{-4/3} \quad (\text{II.21})$$

Fazendo interpolação das equações dos perfis nos casos de convecção livre e forçada, foi possível uma nova relação unificada para a estrutura do vento e da temperatura, a qual é correta pelo menos para casos limites como os anteriores. Esta relação foi obtida independentemente por Kazansky e Monin (1956), Ellison (1957), Yamamoto (1959), Panofsky (1961) e Sellers (1962), e pode ser escrita de três maneiras diferentes e algumas vezes é chamada de KEYPS de acordo com as iniciais dos autores.

$$\phi^4 + A(z/L)\phi^3 = 1 \quad (\text{II.22})$$

$$K_M = \left[ u_*^2 \frac{u}{z} - A u_*^3 / kL \right]^{1/3} (kz)^{4/3} \quad (\text{II.23})$$

$$K_M = k u_* z \left[ 1 - R_f / R_{fc} \right]^{1/4} \quad (\text{II.24})$$

onde  $R_{fc}$  se refere ao número crítico de Richardson. Estas equações foram usadas com considerável versatilidade matemática e produziram inúmeros perfis universais de vento (Yamamoto, 1959). A dificuldade principal destas equações é a quantidade  $A$  que deve ser uma função da estabilidade, isto é, de  $(z/L)$ . Um julgamento final destas equações só poderá ser feito quando a eficiência, com a qual as forças flutuantes e de cisalhamento produzem energia de turbulência, for mais conhecida.

Empregando as equações (II.18) e (II.5) podem-se escrever

$$K_M = ku_* z / \phi_M(z/L) \quad (II.25)$$

E ainda relacionar o número de fluxo de Richardson ( $R_f$ ) com  $\phi_M(z/L)$  e  $(z/L)$  por meio das equações (II.12), (II.16) e (II.18) conforme segue:

$$R_f = \frac{(z/L)}{\phi_M(z/L)} \quad (II.26)$$

Perto da neutralidade  $\phi_M(z/L)$  se aproxima da unidade e neste caso

$$R_f \approx (z/L) \quad (II.27)$$

Monin e Obukhov sugeriram que a função  $\phi_M$  da equação (II.18) pode ser desenvolvida em série de potências

$$\phi_M(z/L) = 1 + \alpha_1(z/L) + \alpha_2(z/L)^2 + \dots \quad (\text{II.28})$$

Para valores pequenos de  $(z/L)$ , isto é,  $z/L \ll 1$ ; de modo que, em condições não muito afastadas da neutralidade, pode-se ficar somente com o termo linear da expansão. Assim a equação (II.18) poderá ser escrita da forma

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kz} \left[ 1 + \alpha \frac{z}{L} \right] \quad (\text{II.29})$$

onde  $\alpha$  representa  $\alpha_1$ . Teoricamente o coeficiente  $\alpha$  foi determinado por Swinbank (1964) igual a 0,5 e o coeficiente  $\alpha_2$  igual a 0,083, enquanto que a soma de todos os coeficientes do desenvolvimento de (II.28) era igual a 0,582. Monin e Obukhov (1954) analisando um grande número de perfis de vento encontraram para  $\alpha$  o valor 0,6 que é bem consistente com o valor teórico de Swinbank.

Este valor, porém, tem sido muito discutido. Determinações experimentais por parte de alguns pesquisadores têm resultado em valores díspares. Dos inúmeros trabalhos apresentados depreende-se que  $\alpha$  não é constante e depende da estabilidade da atmosfera.

### CAPÍTULO III

#### O MODELO TEÓRICO DE SWINBANK

##### 3.1 - DESENVOLVIMENTO

Houve muitas tentativas para generalizar a equação (II.8). Entre estas temos a de Swinbank (1960) que tinha por objetivo a dedução de uma solução que relacionasse o cisalhamento médio do vento  $u/\partial z$  na altura  $z$  com o fluxo de calor sensível ( $H$ ), com a tensão cisalhante ( $\tau$ ) que o ar faz sobre a superfície e com a própria altura  $z$ . Desta maneira haveria uma solução,

1) Livre de constantes arbitrárias e que o cisalhamento médio do vento fosse expresso somente em termos da tensão  $\tau$  e do fluxo de calor sensível  $H$ .

2) Válida para a camada em que a tensão  $\tau$  e o fluxo de calor sensível  $H$  permanecem constantes.

Na equação (II.18) generalizada por Monin e Obukhov, vê-se que há, de imediato, uma restrição imposta pelo fato de o desenvolvimento de  $\phi_M(z/L)$  ser válido para  $z/L \ll 1,0$ . Isto leva sua aplicação somente aos casos próximos da neutralidade.

Partindo do gráfico do perfil do vento, em diferentes es  
tabilidades, que possui curvaturas opostas para cada estabilidade,  
Swinbank generalizou a equação (II.8) da seguinte forma

$$\frac{\partial u}{\partial X} = \frac{u_*}{kX} \quad (\text{III.1})$$

onde  $X$  é uma nova função não linear da altura. Este termo introduzido por Swinbank incorpora as taxas de energia a serem fornecidas pelo es  
coamento médio e pela flutuação convectiva. A variável  $X$  tem a proprie  
dade de fazer com que o gráfico de  $u:\log X$  seja sempre uma linha reta não importa qual seja a estabilidade. Pela equação (III.1) pode-se verificar que o cisalhamento do vento médio decresce monotonamente com a altura;  $X$  é definido unicamente para todas as alturas numa dada ocasião, e pro  
vavelmente será função apenas de  $z$ ,  $H$  e  $\tau$ .

É preciso também uma definição da forma funcional de  $X$ . Algumas condições a serem satisfeitas devem ser introduzidas. A equação (II.11), que expressa a conservação da energia quando o ar está em esta  
do permanente de turbulência sob a influência combinada de forças meccâ  
nicas e térmicas, será empregada com este fim.

A equação (II.11) deve ser discutida sob o ponto de vis  
ta da evaporação. É sabido que a evaporação favorece o aumento da con  
vecção. Contudo, mesmo que o calor disponível fosse dividido em partes iguais entre o calor sensível ( $H$ ) e o calor latente de evaporação ( $\bar{L}E$ ,

onde  $\Gamma$  é o calor latente por unidade de massa e  $E$  o fluxo de vapor de água evaporada), ter-se-ia que o trabalho da evaporação a favor da convecção estaria na proporção de um para quatorze se comparado com a contribuição do calor sensível. Além do mais o efeito da evaporação pode ser compensado fazendo-se uso da temperatura potencial virtual. Em seu trabalho Swinbank desprezou o efeito da evaporação pelas razões apontadas anteriormente e pelo fato de ter usado para testar seu modelo, dados colhidos em condições de seca.

Retornando a equação (II.11) tem-se:

- $\frac{\partial F}{\partial z}$  - engloba a divergência vertical dos fluxos de energia cinética de turbulência pelos efeitos das forças de pressão e das flutuações da velocidade.
- $\epsilon$  - é a dissipação de energia (por unidade de volume) diretamente em calor pela tensão viscosa.
- $\tau \frac{\partial u}{\partial z}$  - energia retirada do movimento médio pelo trabalho das tensões de Reynolds contra os gradientes das velocidades.
- $gH/C_p \theta$  - energia que pode ser retirada ou fornecida nas três direções do espaço; neste trabalho somente será admitido fluxo vertical de energia, não será considerada convecção em outras direções, em vista de se tomar atmosfera homogênea ho

horizontalmente. A convecção surge, então, como consequência da variação da densidade no campo gravitacional (vem acompanhada de flutuações da temperatura).

Multiplicando-se a equação (III.1) por  $\tau$ , vem

$$\tau \frac{\partial u}{\partial X} = \tau \frac{u_*}{kX} \quad (\text{III.2})$$

Igualando o lado direito de (III.2) com o lado direito de (II.11) tem-se

$$\tau \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{gH}{C_p \theta} = \tau \frac{\partial u}{\partial X} \quad (\text{III.3})$$

onde  $\tau \partial u / \partial X$  passa a englobar os dois termos de energia, convectiva e cisalhamento, e é chamado de pseudo-tensão cisalhante. Esta é a hipótese fundamental de Swinbank.

Da equação (III.1) pode-se ainda escrever

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{k} \frac{\partial X / \partial z}{X} \quad (\text{III.4})$$

que juntamente com (III.1) permitirá eliminar  $u$  na equação (III.2),

$$\frac{1}{X} \frac{\partial X}{\partial z} + \frac{kgH}{C_p \theta \tau u_*} = \frac{1}{X} \quad (\text{III.5})$$



Substituindo  $u_*^2 = \tau/\rho$

e

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

na equação (III.5), obtem-se a equação

$$\frac{\partial X}{\partial z} - \frac{X}{L} = 1 \quad (\text{III.6})$$

A equação (III.6) poderá ser integrada como uma diferencial homogênea de segunda ordem a seguir

$$\frac{\partial^2 X}{\partial z^2} - \frac{1}{L} \frac{\partial X}{\partial z} = 0 \quad (\text{III.7})$$

cujas solução geral é

$$X = C_1 \exp(z/L) + \exp(C_2) \quad (\text{III.8})$$

onde  $C_1$ ,  $C_2$  são constantes arbitrarias a serem determinadas. Com (III.8), (III.6) e a condição de contorno de que  $X \rightarrow 0$  com  $z$ , ter-se-á

$$C_1 = - \exp(C_2) \quad (\text{III.9})$$

$$\exp(C_2) = - L \quad (\text{III.10})$$

Finalmente a forma funcional de  $X$  será dada por

$$X = L[\exp(z/L) - 1] \quad (III.11)$$

Ao levar X a fórmula (III.1) do perfil modificado por Swinbank virá

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{kL} [1 - \exp(-z/L)]^{-1} \quad (III.12)$$

Em (III.12) tem-se uma fórmula geral para o perfil do vento. Comparando com a fórmula (II.29) de Monin-Obukhov verifica-se que

$$(1 + \alpha_1 z/L + \dots) = \frac{z/L}{[1 - \exp(-z/L)]} \quad (III.13)$$

Fazendo  $z/L = 1$ , seria um caso de atmosfera extremamente estável,

$$1 + \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_5 + \dots = \frac{1}{(1 - 1/e)} = 0,582 \dots \quad (III.14)$$

Desenvolvimento da equação (III.12) numa série em  $z/L$  mostrou que  $\alpha_1 = 0,5$  e  $\alpha_2 = 0,083$ , enquanto os coeficientes seguintes eram bem pequenos. Monin e Obukhov (1954) restringiram-se ao primeiro coeficiente da série e empiricamente determinaram o valor 0,6 para  $\alpha$ . Isto leva a crer ser a equação (III.12) adequada para descrever o perfil do vento a qualquer condição de estabilidade.

A equação (III.12) pode ser integrada entre dois níveis

$z_1$  e  $z_2$

$$(u_2 - u_1) = \frac{u_*}{k} \ln \left[ \frac{\exp(z_2/L) - 1}{\exp(z_1/L) - 1} \right] \quad (\text{III.15})$$

a qual pode ser aplicada a três níveis consecutivos

$$\frac{u_3 - u_1}{u_2 - u_1} = \frac{\ln \left[ \frac{\exp(z_3/L) - 1}{\exp(z_1/L) - 1} \right]}{\ln \left[ \frac{\exp(z_2/L) - 1}{\exp(z_1/L) - 1} \right]} \quad (\text{III.16})$$

Da última equação, conhecendo-se apenas o valor dos ventos de três níveis diferentes, podem-se, determinar  $u_*$  e o fluxo de calor sensível a partir da definição de  $L$ .

### 3.2 - APLICAÇÃO DA EQUAÇÃO (III.16)

Com o valor de  $L$  obtido da equação (III.16), pode-se retornar a equação (III.15) e obter a velocidade de fricção cuja fórmula explícita será

$$u_* = \frac{k(u_2 - u_1)}{\ln \left[ \frac{\exp(z_2/L) - 1}{\exp(z_1/L) - 1} \right]} \quad (\text{III.17})$$

Uma vez que  $L$  tenha sido calculado para a combinação de três níveis, é possível determinar-se a tensão de Reynolds através da definição de  $u_*$  em (II.1).

Admitindo que o valor de L obtido da equação (III.16) seja válido, tem-se a partir da definição de L em (II.16) que o fluxo de calor sensível (H) será

$$H = - \frac{u_*^3 C_p \theta}{kgL} \quad (III.18)$$

A comparação de fluxos de calor dados por (III.18) com os valores medidos será um excelente meio de comprovar a hipótese feita por Swinbank.

Ao substituir  $u_*$  de (III.17) na fórmula do cisalhamento adimensional do vento, dado por (II.3), e reescrevendo sua fórmula em diferenças finitas, chega-se a

$$S = \frac{z}{z_2 - z_1} \ln \left[ \frac{\exp(z_2/L) - 1}{\exp(z_1/L) - 1} \right] \quad (III.19)$$

que representa o cisalhamento adimensional do vento, no nível de altura z, em termos só de L; geralmente a altura z é determinada pela média geométrica de  $z_1$  e  $z_2$ . A vantagem de se determinar o cisalhamento adimensional pela relação (III.19) é a ausência de constantes arbitrárias, do mesmo modo que L foi obtido apenas em função da razão adimensional do vento dado em três níveis.

### 3.3 - SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO (III.16)

A equação (III.16) pode ser solucionada por processos gráficos ou numéricos. Solução analítica não é possível visto ser esta transcendente. Neste trabalho foi adotado o método numérico. Obteve-se primeiro a razão

$$A_0 = \frac{u_4 - u_1}{u_2 - u_1} \quad (III.20)$$

a partir dos ventos medidos; por tentativa obtinha-se o "melhor valor" para L. Entretanto, não se tinha certeza se este "melhor valor" era uma solução única para a equação.

Para evitar dúvidas substituiu-se na fórmula que define L, (II.16), o fluxo de calor sensível (H) por (II.6) e por conveniência também o gradiente de vento contido em (II.5). Obteve-se assim, L dado em termos de gradientes como segue

$$L = \frac{K_M}{K_H} \frac{u_*}{k} \frac{(\partial u / \partial z) \theta}{(\partial \theta / \partial z) g} \quad (III.21)$$

onde k é a constante de von Kármán. Se for admitido a similaridade dos perfis de vento e temperatura então  $K_M/K_H$  será mais ou menos unitário; neste caso uma nova extensão característica de Monin-Obukhov poderá ser definida em termos de gradientes de grandezas mais fáceis de serem medidas.

$$L' = \frac{u_*}{k} \frac{(\partial u / \partial z)_\theta}{(\partial \theta / \partial z) g} \quad (\text{III.22})$$

Em (III.21) vê-se que  $L$  é inversamente proporcional ao gradiente de temperatura. Perto do solo, onde há grande mistura,  $L$  deve tender para valores extremamente altos. O mesmo é válido para outros níveis quando se tem fraco gradiente de temperatura e forte cisalhamento. Baseado neste raciocínio, pode-se estabelecer um intervalo, diga-se  $(-a, +a)$ , dentro do qual qualquer solução possível é esperada. Suponha-se que para valores de  $|a| > 1000$  é realizada a condição de quase neutralidade da atmosfera. Em condições adiabáticas a variação vertical de temperatura potencial é da ordem de  $1,0^\circ\text{C}/100\text{m}$ . Portanto,  $\partial \theta / \partial z$  igual a zero seria encontrado já com atmosfera estável na camada turbulenta; todavia muito perto da neutralidade. Somente nesta condição  $L$  seria infinitamente grande.

De posse desta limitação para  $L$  é possível com a equação (III.16) construir uma tabela que relacione a razão de vento  $A_0$  com a extensão de Monin-Obukhov,  $L$ . Isto foi feito para solucionar a equação (III.16) entre os níveis (1-2-4) metros. Elaborando-se diversas combinações diferentes de níveis, pode-se entrar apenas com a razão do  $A_0$  e de imediato encontrar  $L$ ,  $u_*$ ,  $H$ ,  $\phi$ , etc. Foi verificado que para os níveis de (1-2-4) metros, a condição de estabilidade é dada para  $A_0 > 2,000$  e de instabilidade para  $A_0 < 2,000$ . Portanto, para razão em torno de 2,000 há neutralidade atmosférica pela equação (III.16). Os resultados obtidos por tentativa coincidem perfeitamente com os que foram registrados na tabela de solução. A equação (III.16) tende para um valor constante

quando  $L$  tende para o infinito, o qual é a razão crítica que separaria dois estados atmosféricos (Figura III.1). Agora é preciso avaliar os resultados obtidos em comparação com os valores medidos de calor sensível ( $H_M$ ).

### 3.4 - DADOS E RESULTADOS

Durante os anos de 1962-1964 um grande número de experimentos foram realizados pela Division of Meteorological Physics, CSIRO, em lugares especialmente selecionados ao norte de Vitória (Kerang) e ao sul de New South Wales (Hay) para executar experimentos meteorológicos fundamentais sob condições ideais (Swinbank e Dyer, 1968). Os elementos medidos, com detalhes instrumentais, e o procedimento experimental podem ser encontrados em publicações de Swinbank, 1964; e Swinbank e Dyer, 1968.

Foram estudados 76 grupos destes dados escolhidos aleatoriamente, cuja identificação aparece na tabela número (1). A ordem em que aparecem foi feita de acordo com a estabilidade crescente calculada pelo número de Richardson. Os últimos dados estão próximos da neutralidade e alguns correspondem a atmosfera estável.

Na tabela número (2) mostra-se na coluna 2 o valor médio de  $L$ , obtido através da equação (III.16) com 10 diferentes combinações de níveis. Na coluna 3 está o desvio padrão correspondente a cada tomada

da de medidas. Destes resultados pode-se verificar que há pouca evidência de  $L$  ser constante com a altura sobre um mesmo local. Admitir que  $L$  varia com a altura, aqui, não quer dizer que seja função da altura; é função da estabilidade que depende da altura próximo ao solo. Sob estas condições também o fluxo de calor sensível ( $H$ ) deve variar. Ao examinar a Tabela III.2 encontram-se na coluna 2 valores positivos e negativos para  $L_M$ . Pelo desvio padrão, coluna 3, verifica-se também que há casos como o de ordem (20, 21, 25, 45, etc.) nos quais a magnitude de  $L_M$  chega a ser dez vezes inferior a do próprio desvio. Dependendo da razão de ventos o valor de  $L$  poderá ser positivo (estabilidade) ou negativo (instabilidade). Em muitos casos, conforme a combinação de alturas, resultaram valores ora positivos ora negativos para um mesmo grupo de dados. Isto causou desvios padrões estranhos e aparentemente falsas inversões de estabilidade sob a mesma vertical. Esta discrepância será discutida posteriormente.

Pela definição da tensão de Reynolds dada em (II.10) e da velocidade de fricção de (II.1) escreve-se

$$C_D \rho u^2 = \rho u_*^2 \quad (\text{III.23})$$

$$C_D = \frac{u_*^2}{u^2} \quad (\text{III.24})$$

$$\sqrt{C_D} = \frac{u_*}{u} \quad (\text{III.25})$$



onde  $u$  se refere ao vento medido a um dado nível;  $C_D$  vai variar com a estabilidade, mas esta variabilidade é esperada declinar quando a altura  $z$  fica muito pequena; evidentemente  $C_D$  depende também da aspereza da superfície do solo. Ao integrar a equação (II.8) do perfil do vento em condições adiabáticas, entre os níveis de (0,5-16) metros, é possível determinar-se  $u_*$ . À altura de 0,5 metros provavelmente  $C_D$  vai variar pouco. Nestas circunstâncias aplica-se  $u_*$ , determinado perfil logarítmico entre (0,5-16) metros, à equação (III.25) e obtém-se a relação abaixo; os índices se referem à altura do nível (Swinbank, 1964).

$$\sqrt{C_D} = \frac{0,4 (u_{16} - u_{0,5})}{u_{0,5} \ln \frac{16}{0,5}} \quad (\text{III.26})$$

que poderá ser aplicada a qualquer condição de estabilidade na obtenção da velocidade de fricção  $u_*$ . A relação (III.26) foi empregada na análise de inúmeros perfis de vento perto da neutralidade por Swinbank e o valor médio encontrado é 0,074 que substituído na relação (III.25) fornece

$$u_* = 0,074 u_{0,5} \quad (\text{III.27})$$

Pela fórmula (III.27) foi determinada a velocidade  $u_{*M}$  válida para toda a camada turbulenta. Pela relação (III.17) calcula-se também 10 velocidades  $u_{*L}$  através dos  $L$  obtidos das 10 diferentes combinações de níveis em (III.16). O valor médio de  $u_{*L}$  e seu desvio padrão  $\sigma_*$  são mostrados

nas colunas 6 e 5 da Tabela III.2. Pode-se observar que o desvio máximo em percentagem está em torno de 10%, conforme hipótese inicial de que a tensão de Reynolds deveria ser constante na camada turbulenta. Na coluna 4 encontra-se também  $u_{*M}$  determinado pela relação (III.27); na Figura III.2 estão plotados os valores de  $u_{*M}$  contra  $u_{*L}$ . É bem fácil verificar que a velocidade de fricção tende a ser maior com atmosfera neutra ou estável.

### 3.5 - FLUXOS DE CALOR E PERFIL DE VENTO

Neste trabalho, o critério usado para confirmar se os resultados achados são adequados ou não é verificando se os fluxos de calor determinados são comparáveis aos medidos ou não. Na Figura III.3 é mostrado um gráfico que relaciona a diferença entre radiação líquida que chega ao solo ( $R$ ) e o fluxo de calor que penetra no solo com o fluxo vertical de calor sensível medido através do ar. Os dados utilizados nestes gráficos correspondem aos casos de fluxos de calor mais intensos. Evidentemente a correlação esperada seria 1,0, porém, realmente, não passa de 0,85 nos casos de maiores fluxos. Usando os fluxos de calor medidos, a temperatura a 1,0 metros de altura e a velocidade de fricção determinada de acordo com a relação (III.27), calculou-se a extensão característica de Monin-Obukhov ( $L_M$ ) a partir da definição de (II.16).

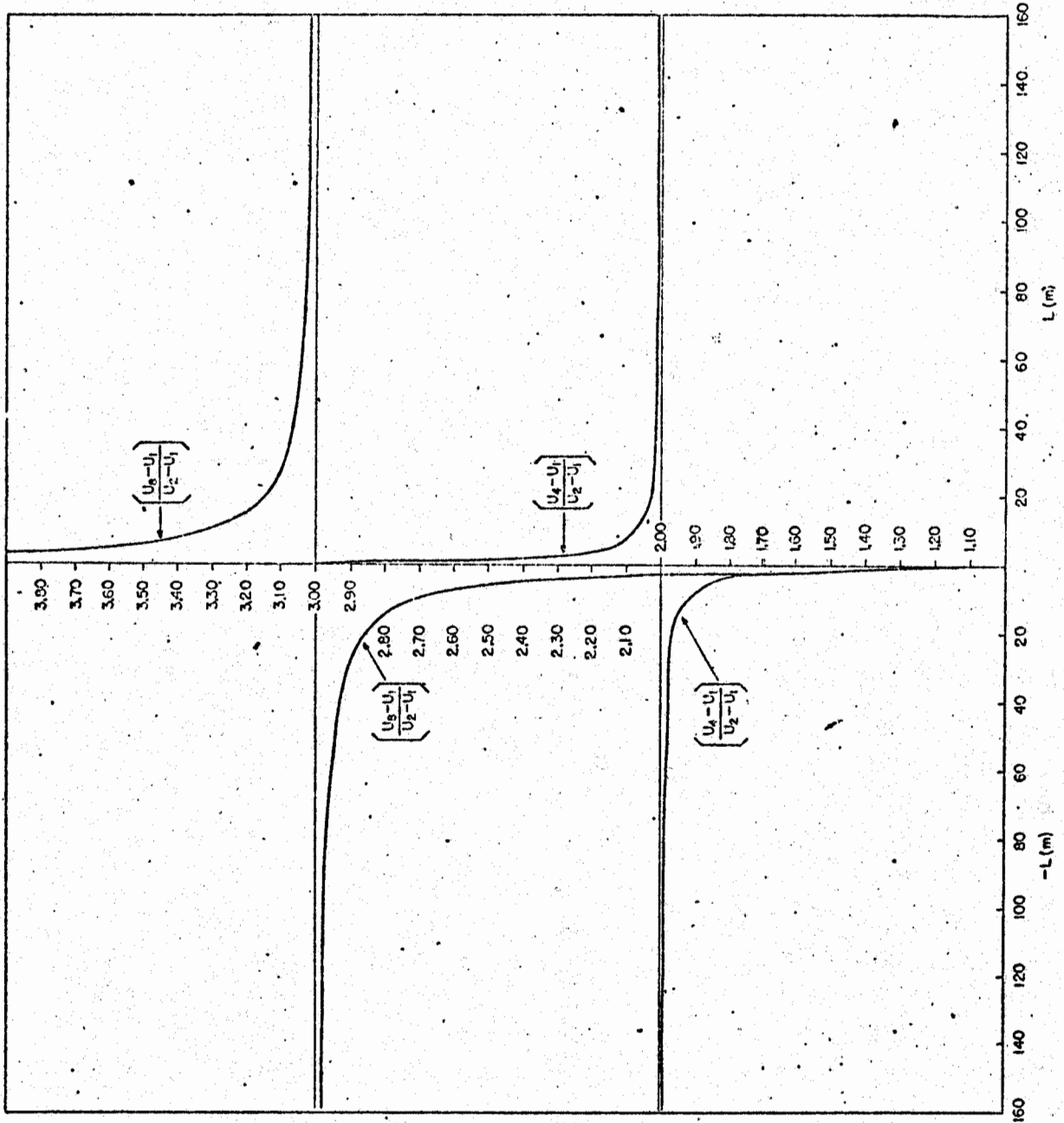


Fig. III.1 - Relação de L com a razão adimensional de vento representada por  $A_0$ .

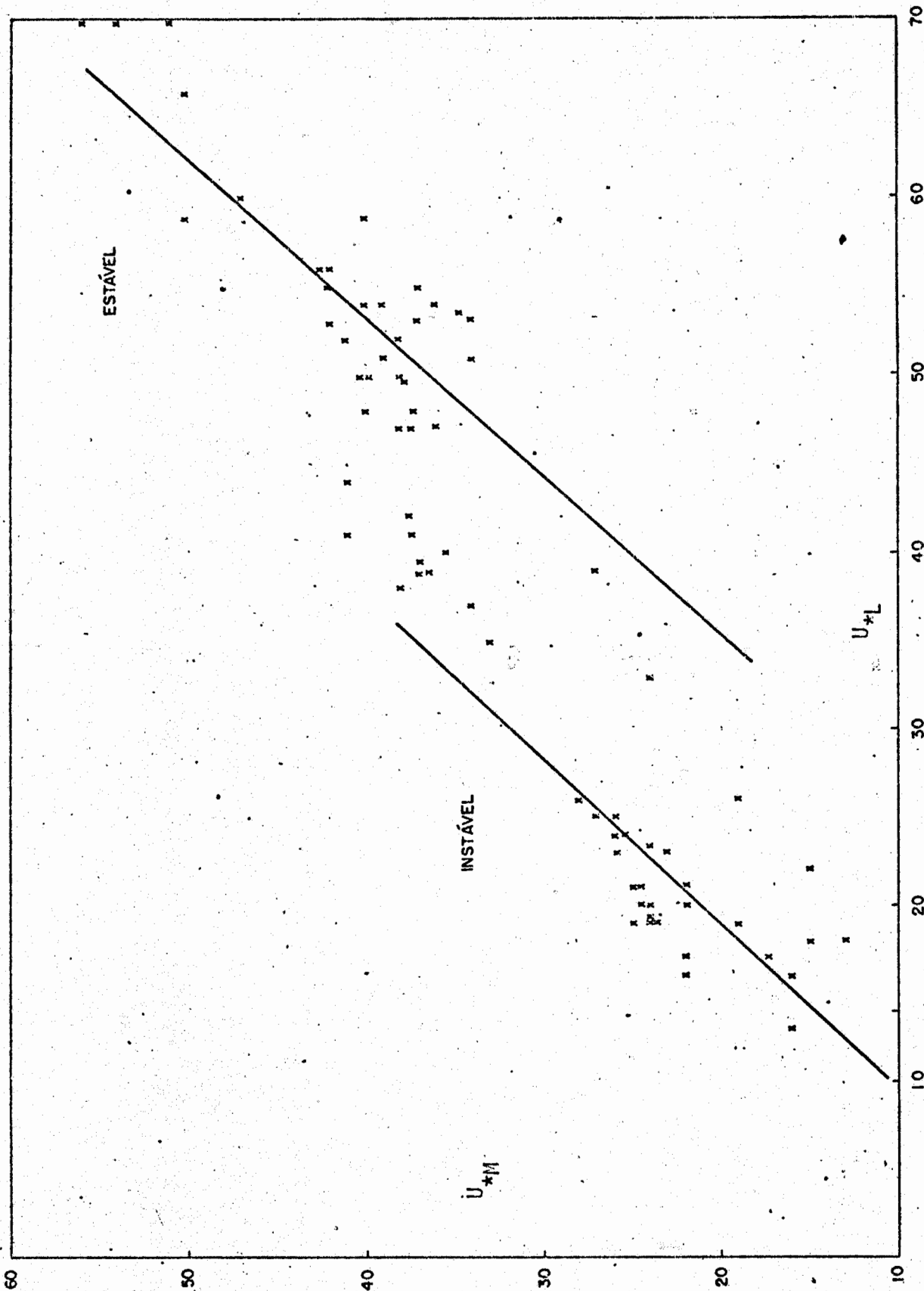
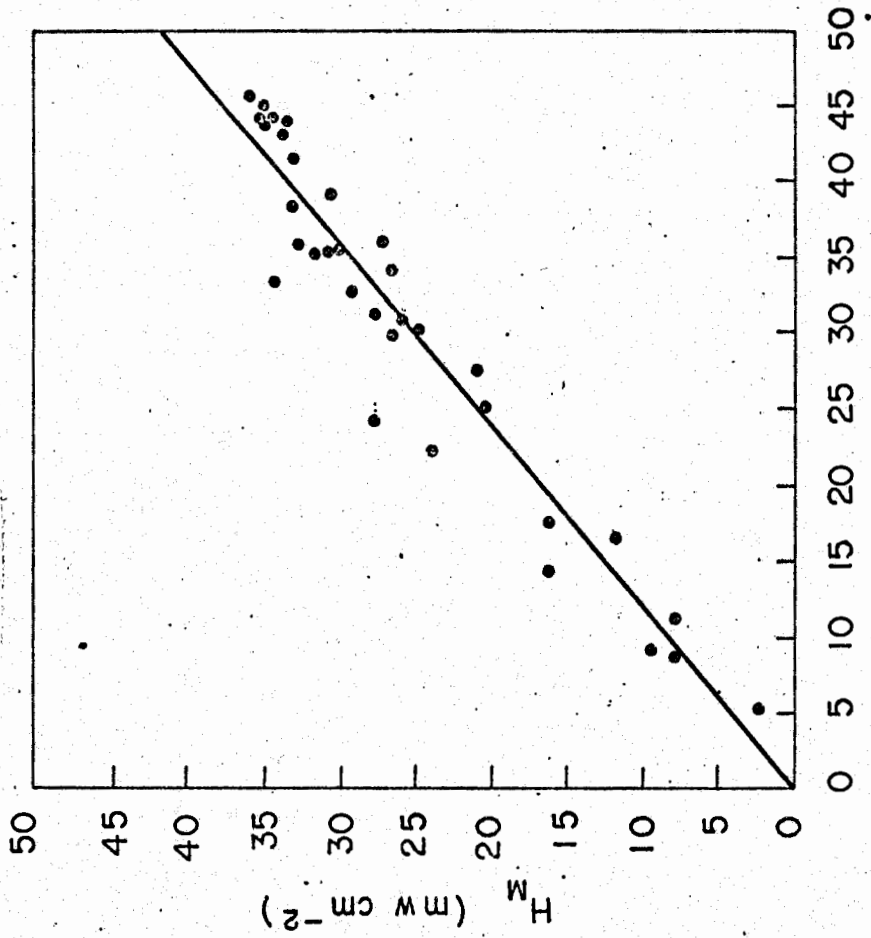


Fig. III.2 -  $u_{*M}$  determinado pela relação (III.27) versus  $u_{*L}$  médio calculado pela equação (III.15).



.....  $R-G$  (mw cm<sup>-2</sup>)

Fig. III.3 - Relação entre o fluxo de calor medido e a radiação líquida que chega ao solo.

Nas Figuras III.4 a III.9 prepararam-se gráficos dos valores de  $L_M$  contra os fatores  $(u_b - u_a)/u_{*M}$ . Estes gráficos dão idéia de como  $L_M$  está relacionado com o fator vento adimensional. Nas Figuras III.4 e III.5 o nível inferior usado é (0,5) metros, enquanto que os superiores respectivamente 2 e 16 metros. Todas as curvas foram ajustadas por cálculos de computador e a melhor equação que se encontrou para o ajuste foi

$$L_M = a_0 + a_1 \exp(by^4)$$

onde  $y$  é definido por

$$y = \frac{u_b - u_a}{u_{*M}}$$

isto é, o fator vento adimensional. Pode-se verificar que na Figura III.4 entre (0,5-2) metros, há grande dispersão. Isto é devido, provavelmente à super ou subestimação de vento a (0,5) metros;  $u_{*M}$  também depende do vento a (0,5) metros. Ao passo que de (0,5-16) metros, Figura III.5, a dispersão é bem menor porque o erro relativo no fator  $y$  se torna pouco significativo. Nas Figuras III.7 e III.9 os fatores  $y$  foram determinados entre (1-16) e (2-16) metros. Ao fazer os cálculos baseados nestes níveis, foram evitados erros próprios do nível de (0,5) metros somente em parte, porque  $u_{*M}$  sempre será determinado pelo vento a (0,5) metros. Verifica-se que a melhor correlação está na Figura III.7 desde que o valor relativo do erro fica menor em comparação com o valor

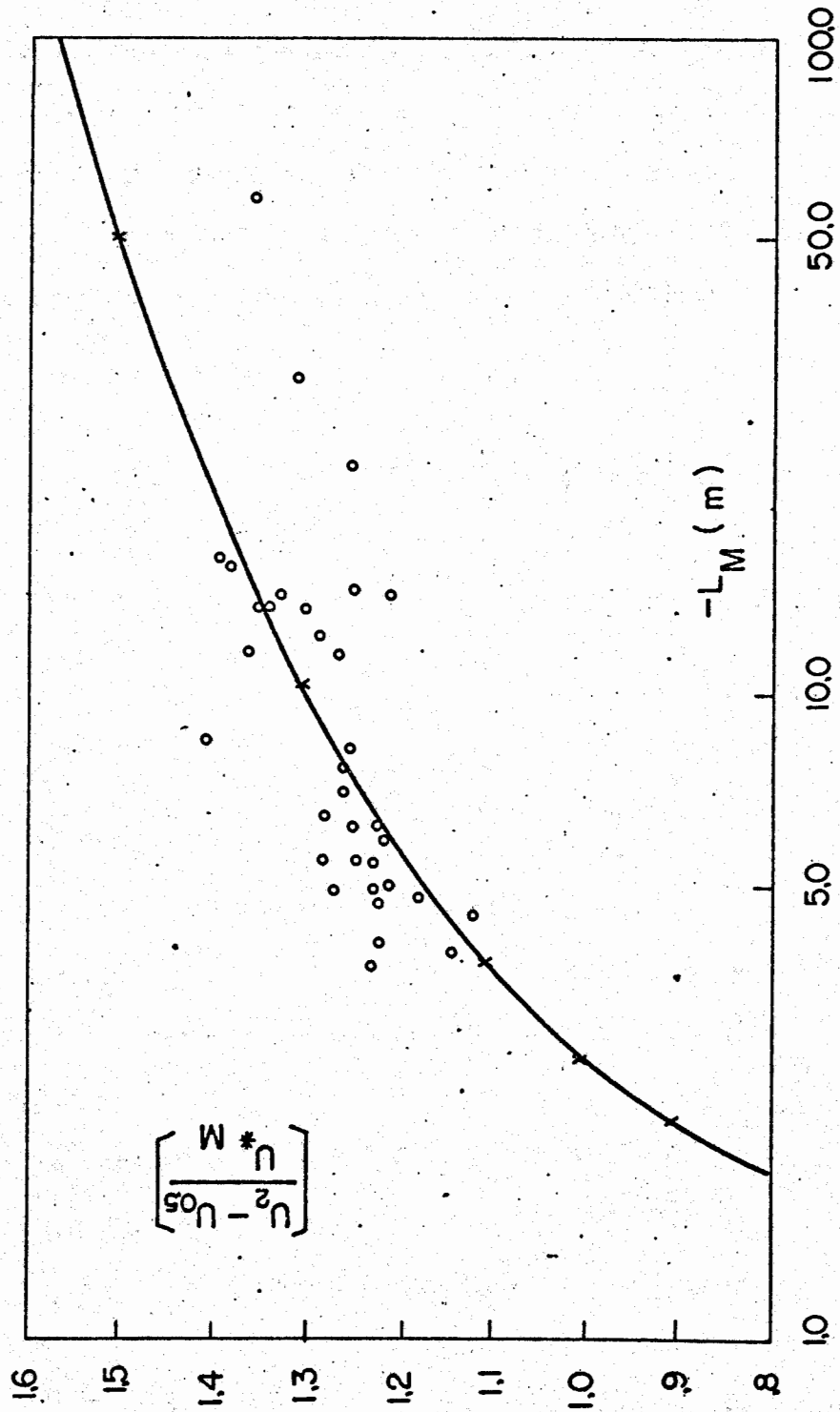


Fig. III.4 - Relação entre  $L_M$ , calculado pelo fluxo de calor  $\frac{u_b u_a}{u_{*M}}$ , medido  $H_M$ , e o fator adimensional  $\frac{u_{0.5}^2 - u_{0.5}^*}{u_{0.5}^2}$ .

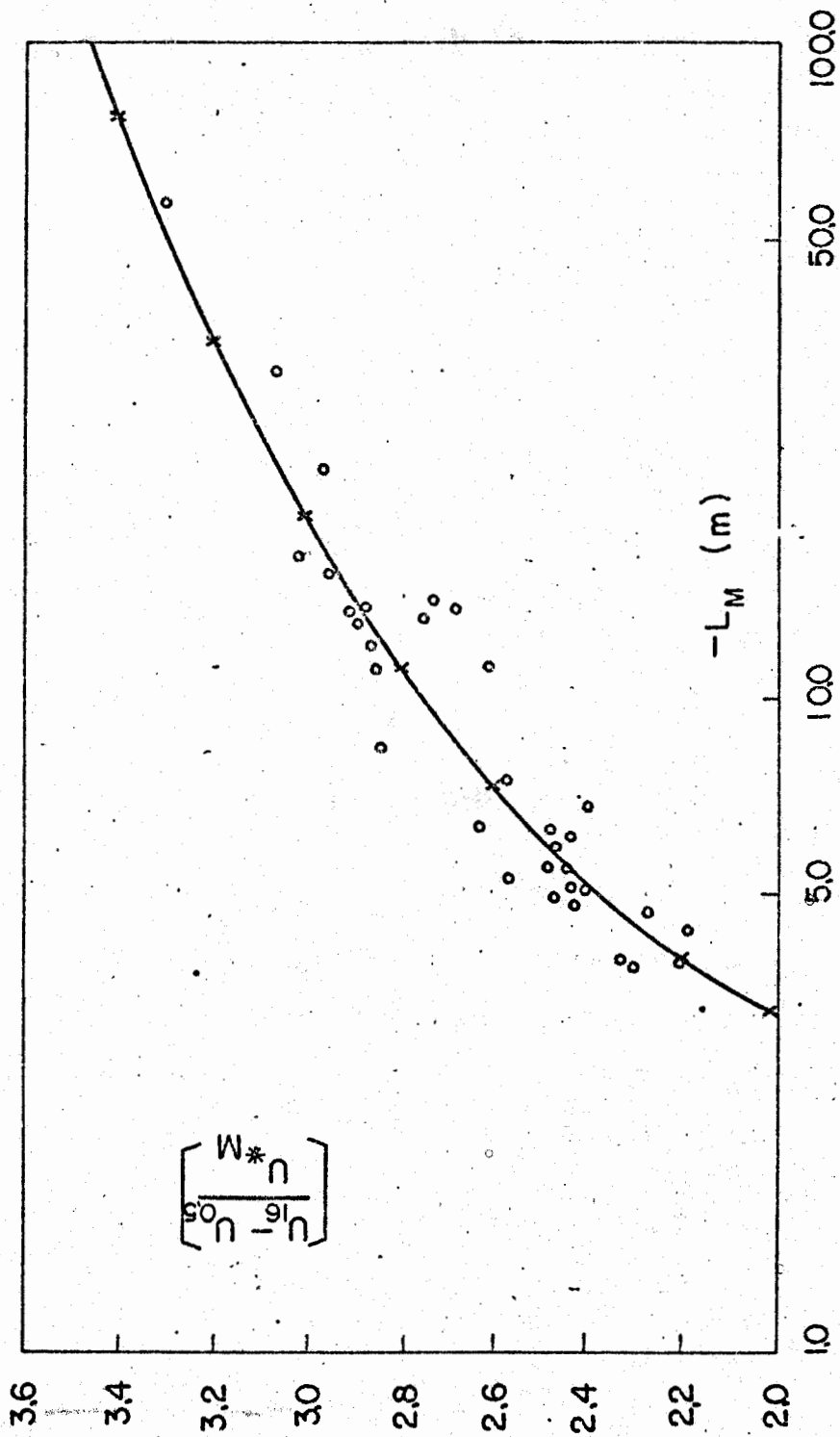


Fig. III.5 - Relação entre  $L_M$ , calculado pelo fluxo de calor medido  $H_M$ , e o fator adimensional  $\frac{u_b - u_a}{u_*M}$ .



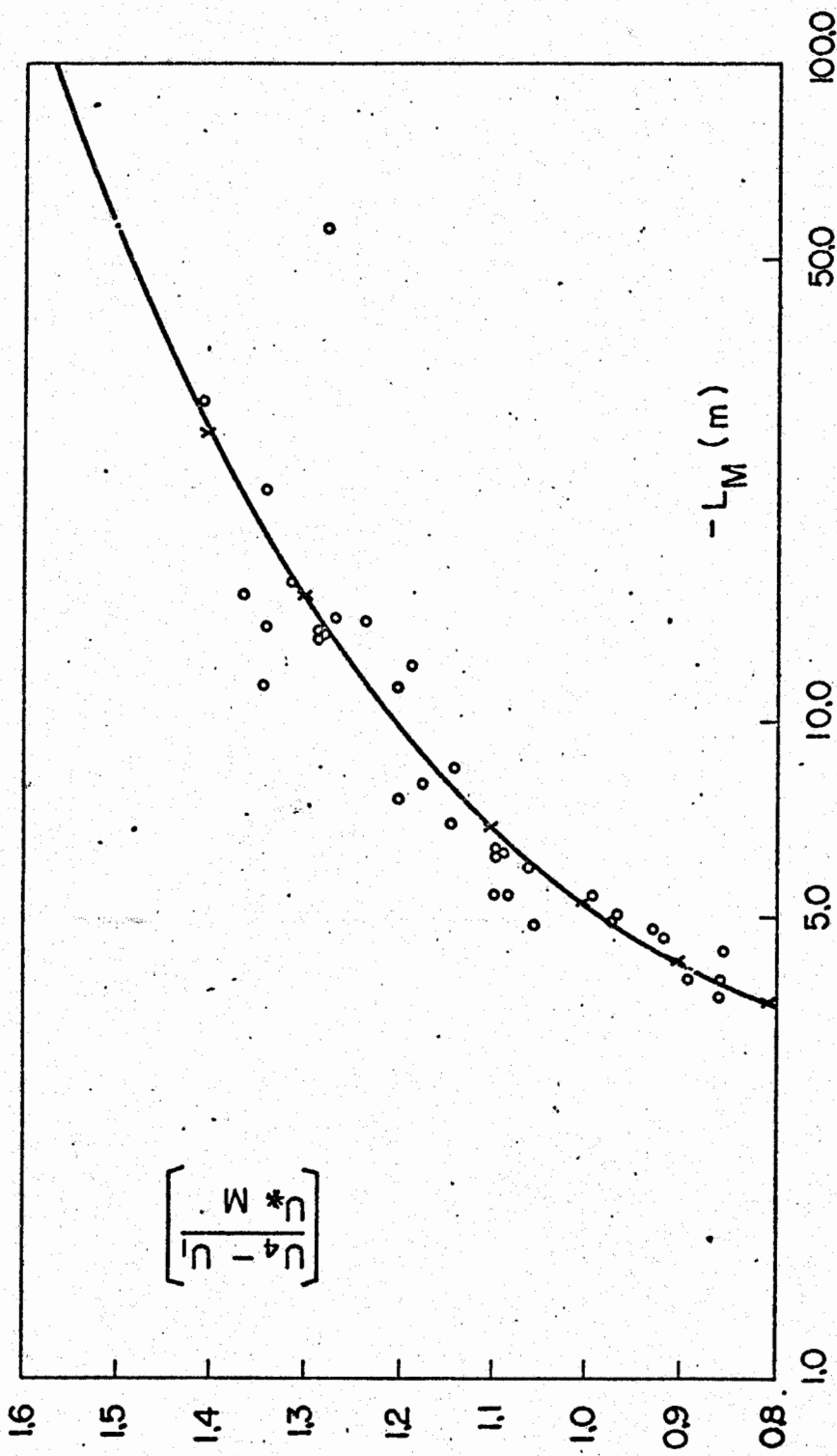


Fig. III.6 - Relação entre  $L_M$ , calculado pelo fluxo de calor medido  $H_M$ , e o fator adimensional  $\frac{u_b - u_a}{u_{*M}}$ .

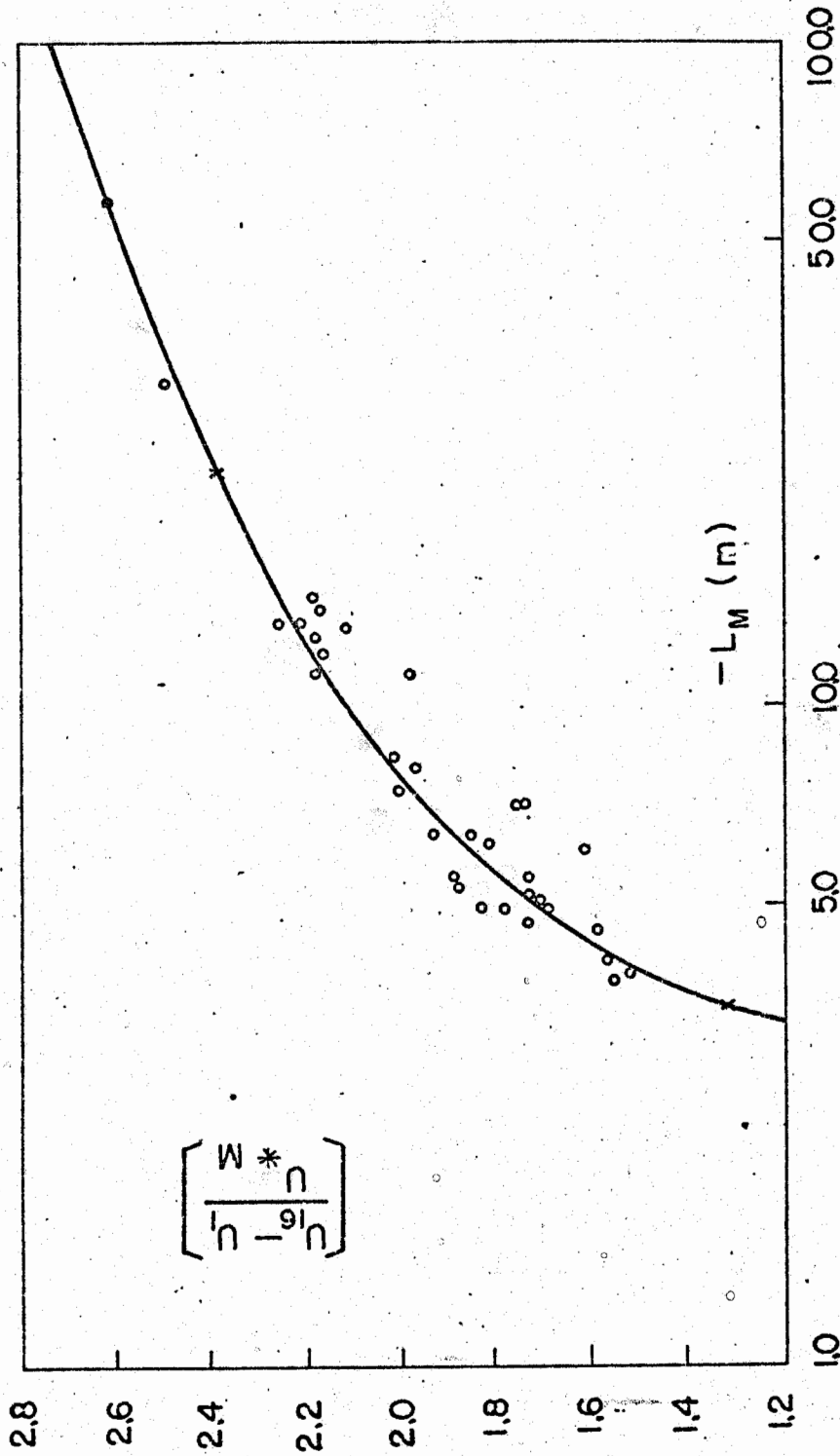


Fig. III.7 - Relação entre  $L_M$ , calculado pelo fluxo de calor medido  $H_M$ , e o fator adimensional  $\frac{u_b - u_a}{u_{*M}}$ .

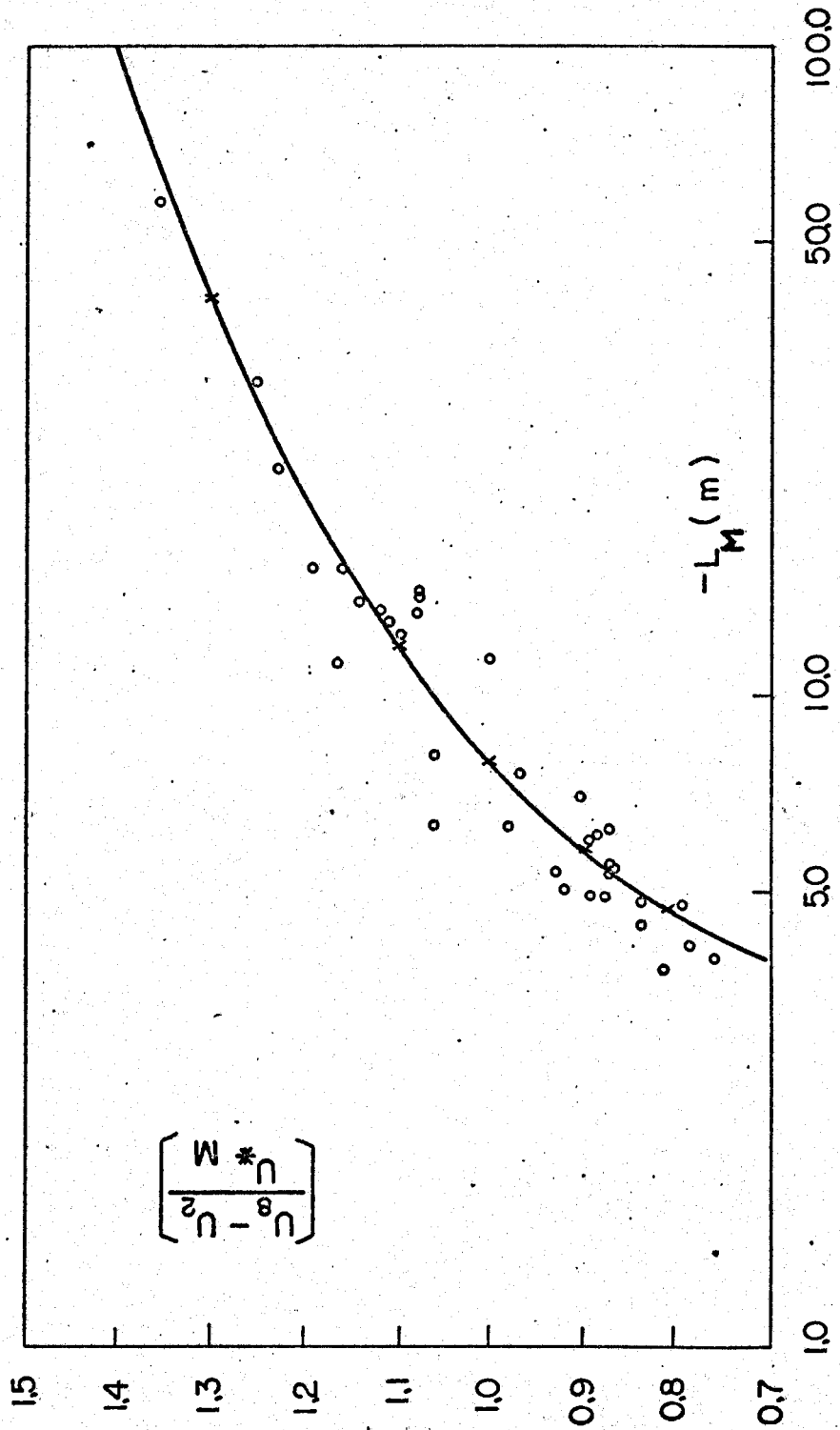


Fig. III.8 - Relação entre  $L_M$ , calculado pelo fluxo de calor medido  $H_M$ , e o fator adimensional  $\frac{u_b - u_a}{u_{*M}^2}$ .

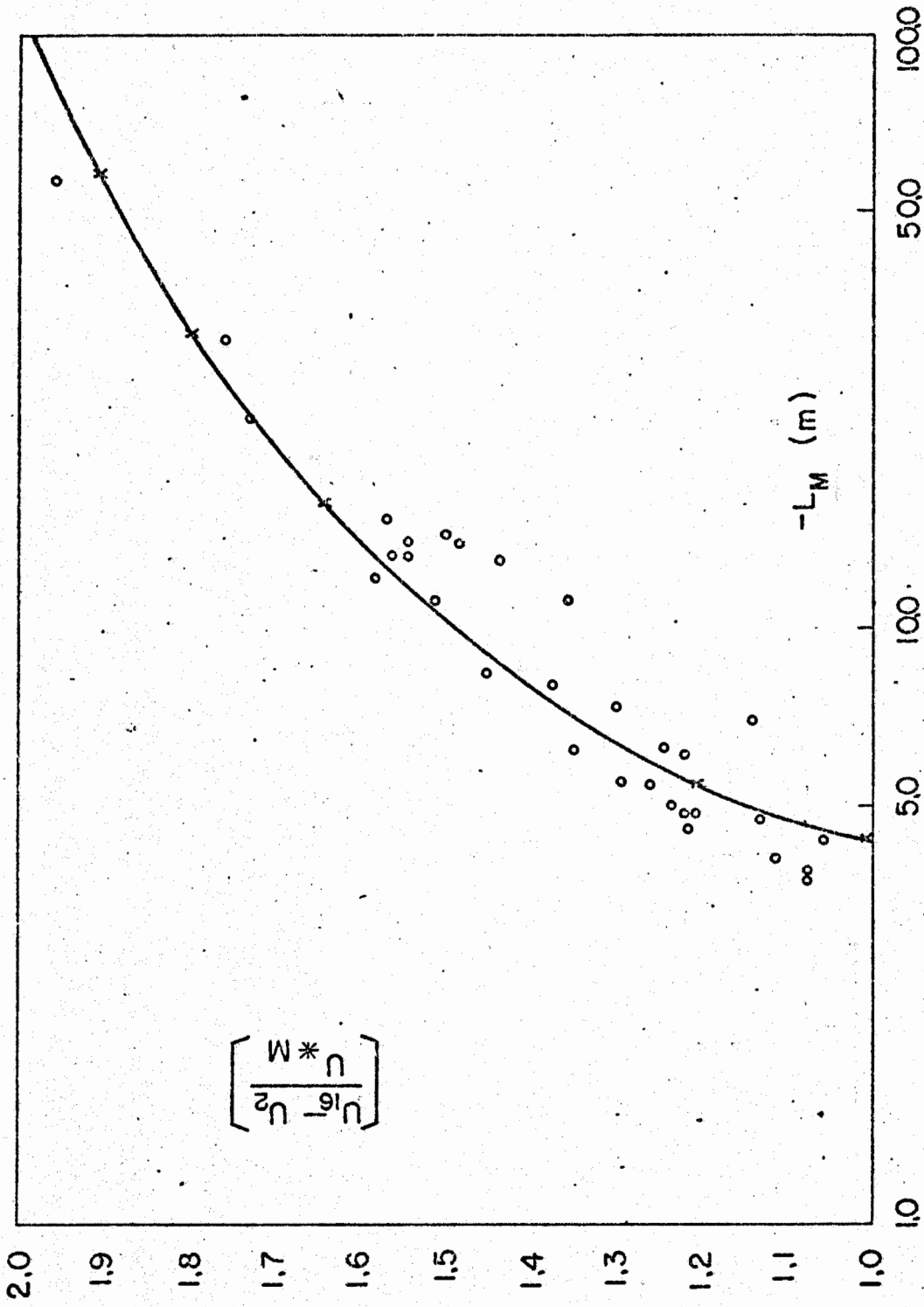


Fig. III.9 - Relação entre  $L_M$ , calculado pelo fluxo de calor  $\frac{u_b - u_a}{u_{*M}}$ , medido  $H_M$ , e o fator adimensional  $\frac{u_b - u_a}{u_{*M}}$ .

do fator  $y$ . Na Figura III.9 já se verifica haver um pouco mais de dispersão do que na Figura III.7, porque novamente se tem uma diferença  $(u_{16} - u_2) < (u_{16} - u_1)$ .

Entre os níveis (1-4) e (2-8) metros há também bom ajuste dos fatores de vento com  $L_M$ , Figuras III.6 e III.8. Em outras palavras, os fatores vento estão relacionados com os fluxos de calor sensível, através de  $L_M$ .

Nos gráficos das Figuras III.10 e III.11 são mostrados os valores de  $L_M$ , calculados pela definição, contra os LL determinados pela equação (III.15); nestes gráficos usaram-se os fatores de vento dados nas Figuras III.7 e III.8 respectivamente. Os LL calculados apresentaram-se bem relacionados com o determinado experimentalmente, como se vêem nas Figuras III.10 e III.11, do mesmo modo que os fatores ventos nas Figuras III.7 e III.8 se correlacionam bem com o  $L_M$  medido. Este fato pode ser uma boa justificativa para aceitar-se a fidelidade da equação (III.15) no relacionamento do perfil de vento com o fluxo de calor sensível nas condições instáveis.

Nas Figuras III.12 e III.13 persistiu-se na verificação da veracidade da equação (III.15). Foi aplicada a quatro grupos de duas combinações diferentes de níveis e os valores médios dos LL plotados contra  $L_M$ . Na Figura III.13, onde os erros na medição do vento a (0,5) metros tem importância relativa maior, em vista de se usar camadas menos

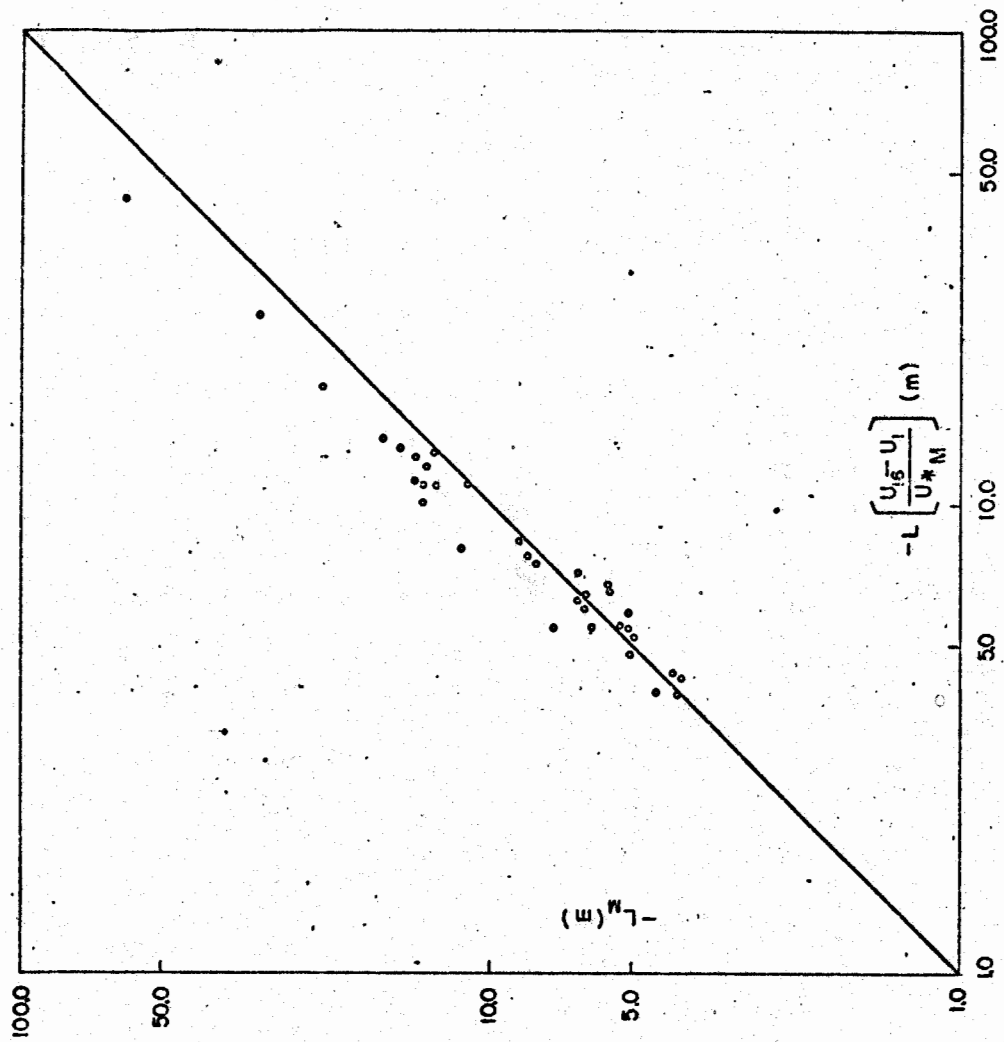


Fig. III.10 - Relação entre  $L_M$  medido e  $L$  determinado pela equação (III.15).

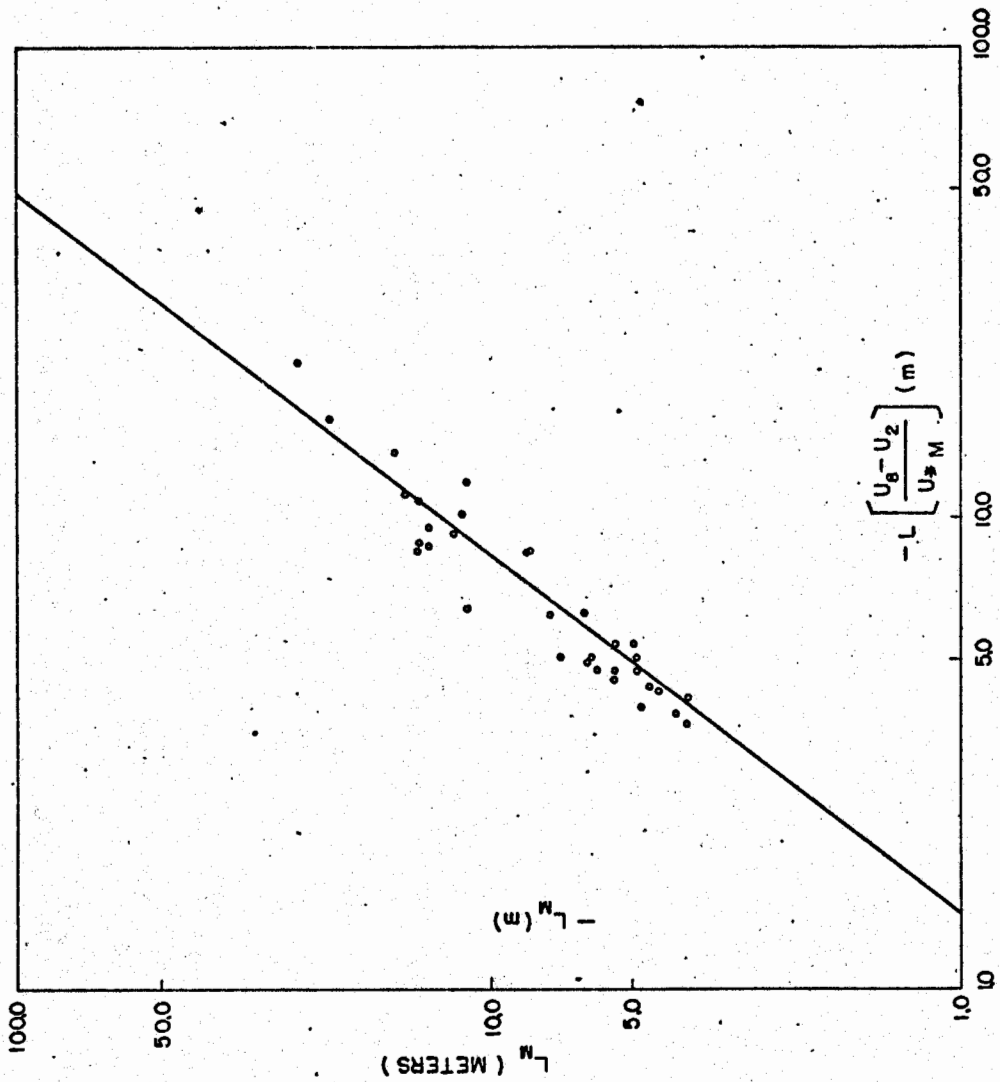


Fig. III.11 - Relação entre  $L_M$  medido e  $L$  determinado pela equação (III.15).

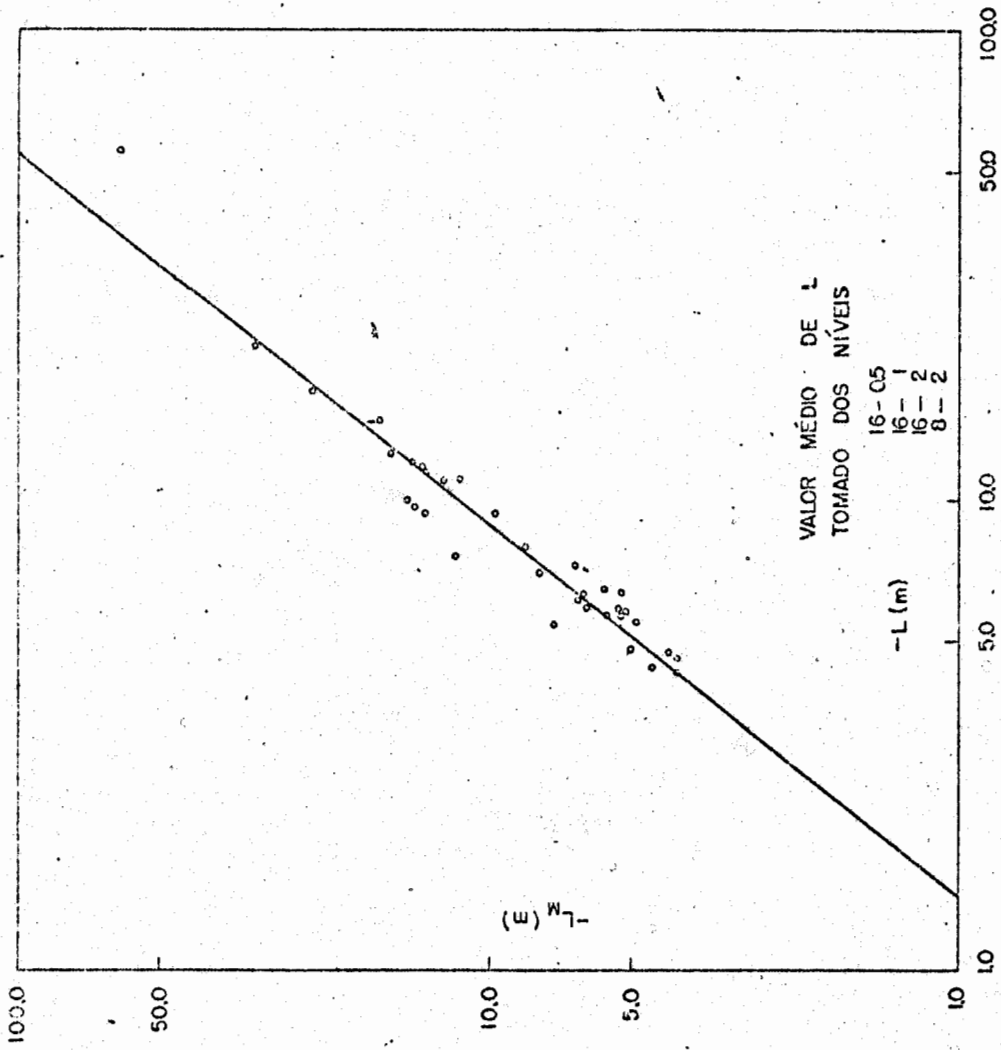


Fig. III.12 - Relação entre  $L_M$  medido e  $L$  determinado pela equação (III.15).



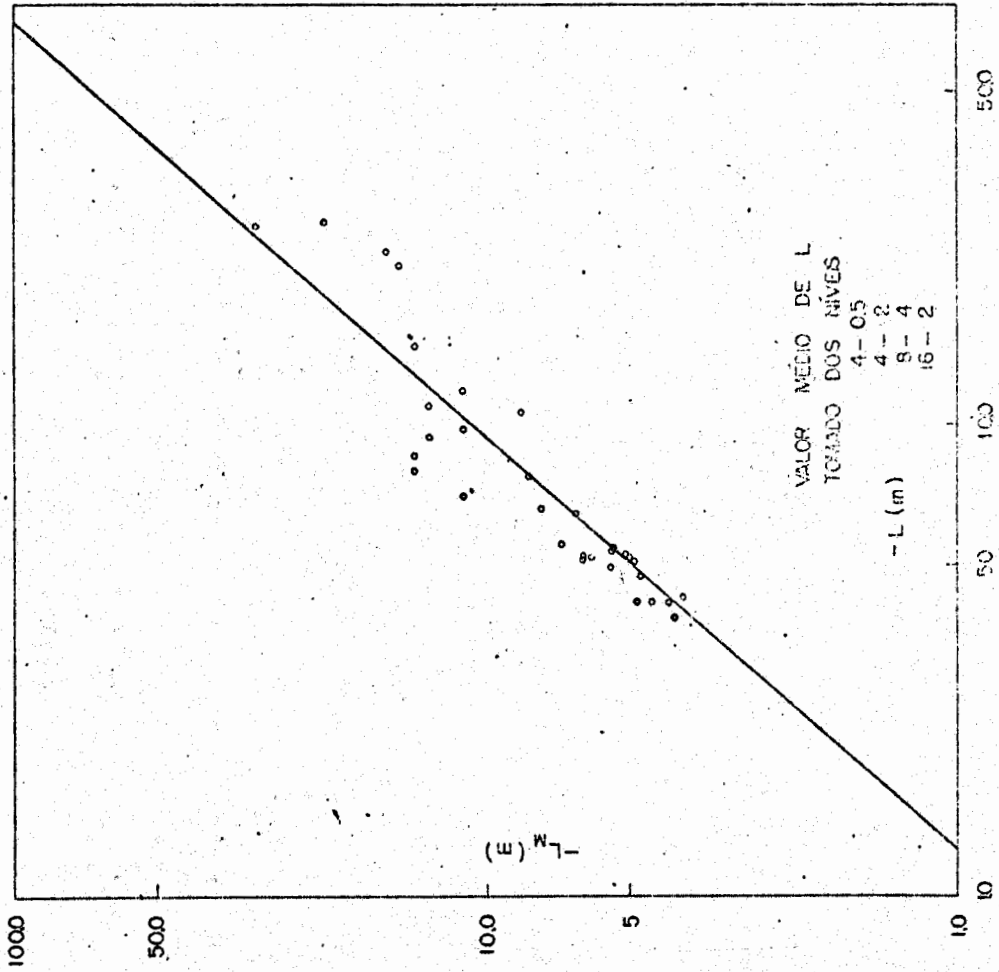


Fig. III.13 - Relação entre  $L_M$  medido e L determinado pela equação (III.15).

espessas, há maior dispersão dos valores calculados que na Figura III.12, onde se usou camada de espessura maior e conseqüentemente teve-se erro relativo menor na determinação do fator vento.

Nas Figuras III.14 e III.15 foram empregadas as razões de vento  $A_0$  indicadas na determinação de  $L$  através da equação (III.16). Procurou-se desta maneira evitar constantes arbitrárias. Desde que já se pode concluir haver boa fidelidade da equação (III.15), será esperado que também (III.16) seja fiel aos processos físicos que relacionam fluxos de calor com perfis de vento. Nas Figuras III.14 e III.15 mostram-se os  $LL$  calculados contra  $L_M$ . A correlação não é tão satisfatória como em outros casos; sendo que a melhor corresponde a Figura III.15. Este fato é explicável se for comparada a espessura da camada do numerador com a do denominador. Na Figura III.15 a diferença  $(u_2 - u_{0,5}) \ll (u_8 - u_{0,5})$  da Figura III.14; portanto o erro relativo na determinação de  $L$  será muito maior na combinação de níveis da Figura III.14. Conseqüentemente, também,  $u_*$  e o fluxo de calor sensível ( $H$ ) determinados a partir daí estarão sujeitos a erros exagerados. Esta é uma das razões porque vai-se evitar, no presente trabalho, determinar  $u_*$  a partir de  $L$  calculado e se preferirá usá-lo pela relação (III.27). Finalmente, pode-se concluir que a equação (III.16) é extremamente sensível a erros na medição dos ventos. Por este motivo, todo valor do fluxo de calor calculado estará afetado por imprecisão na medição dos ventos.

A melhor maneira para se comprovar a validade da hipóte

se de Swinbank é calculando os fluxos de calor sensível (H) a partir de L e  $u_*$  obtidos pelas equações (III.16) e (III.17). Determinou-se 10 diferentes fluxos conforme os agrupamentos de níveis na solução da equação (III.16). O melhor resultado obtido foi para o arranjo dos níveis (0,5-2-16) metros e mesmo assim só para os 36 primeiros dados que correspondem à maior instabilidade. O fluxo de calor calculado,  $H_L$ , pode ser visto na coluna 8 da Tabela III.2. Para facilitar uma avaliação visual dos resultados, na coluna 7 vêm os fluxos de calor sensível ( $H_M$ ) medidos a dois metros de altura. Na coluna 9 estão os fluxos determinados pela relação de Kao (1959), a seguir

$$H_E = \frac{\rho C_p u_*^2 (\theta_1 - \theta_4)}{(u_4 - u_1)} \quad (\text{III.28})$$

$\theta$  é a temperatura tomada nos níveis 4 e 1 metro; a velocidade de fricção foi calculada para toda a camada, isto é, entre (0,5-16) metros. As demais variáveis têm o mesmo significado anterior. Pela relação (III.28) busca-se mostrar quantitativamente a relação de dependência entre convecção e estabilidade. Neste relação está implicada a existência das flutuações convectivas como fator discriminatório entre os processos de transferência turbulenta de calor e quantidade de movimento. Ao mesmo tempo foi assumido que os mecanismos de transferência turbulenta de calor e quantidade de movimento são idênticos. Na coluna 10 da mesma Tabela III.2 está a razão  $H_M/H_E$  ( $= K_H/K_M$ ) dos fluxos de calor medido ( $H_M$ ) pelo calculado ( $H_E$ ). Os valores de  $K_H$  e  $K_M$  são tomados em média sobre a camada em apreço. Valor da razão diferente da unidade indica dissimila

ridade nos processos de transferência. Verifica-se que para atmosfera muito instável a razão pode tomar valores até maiores que dois. Na Figura III.16 é mostrada a dependência entre  $K_H/K_M$  e L, determinado na camada de (0,5-16) metros.

### 3.6 - SUMÁRIO DOS RESULTADOS OBTIDOS A PARTIR DA EQUAÇÃO (III.16)

A Figura III.17-A mostra os resultados obtidos na determinação dos fluxos de calor a partir do perfil de vento para os 36 primeiros dados. Estes dados escolhidos correspondem a maior instabilidade e são os melhores, na verificação da hipótese formulada por Swinbank. Outrossim, a combinação de níveis que forneceu melhor correlação. Os resultados obtidos por Swinbank e neste trabalho mostram que há certa dependência entre a extensão característica L e a razão  $K_H/K_M$  (Figuras III.16 e III.17-A). É necessário portanto, uma análise mais detalhada da proposição inicial.

É propósito deste trabalho fixar-se na análise das combinações de níveis (1-2-4) metros; primeiro porque dispõe-se de medida de fluxo de calor sensível a 2m e de temperatura a 1m, incluindo a diferença de temperatura de 1 a 4 metros. Segundo porque a teoria não foi testada na camada mais próxima ao solo, que é também a mais crítica em todo estudo de perfil. Bem perto do solo os perfis logarítmicos funcionam razoavelmente bem, mas acima de um metro de altura, o afastamento dos valores medidos aparecem regularmente em atmosferas não neutras.

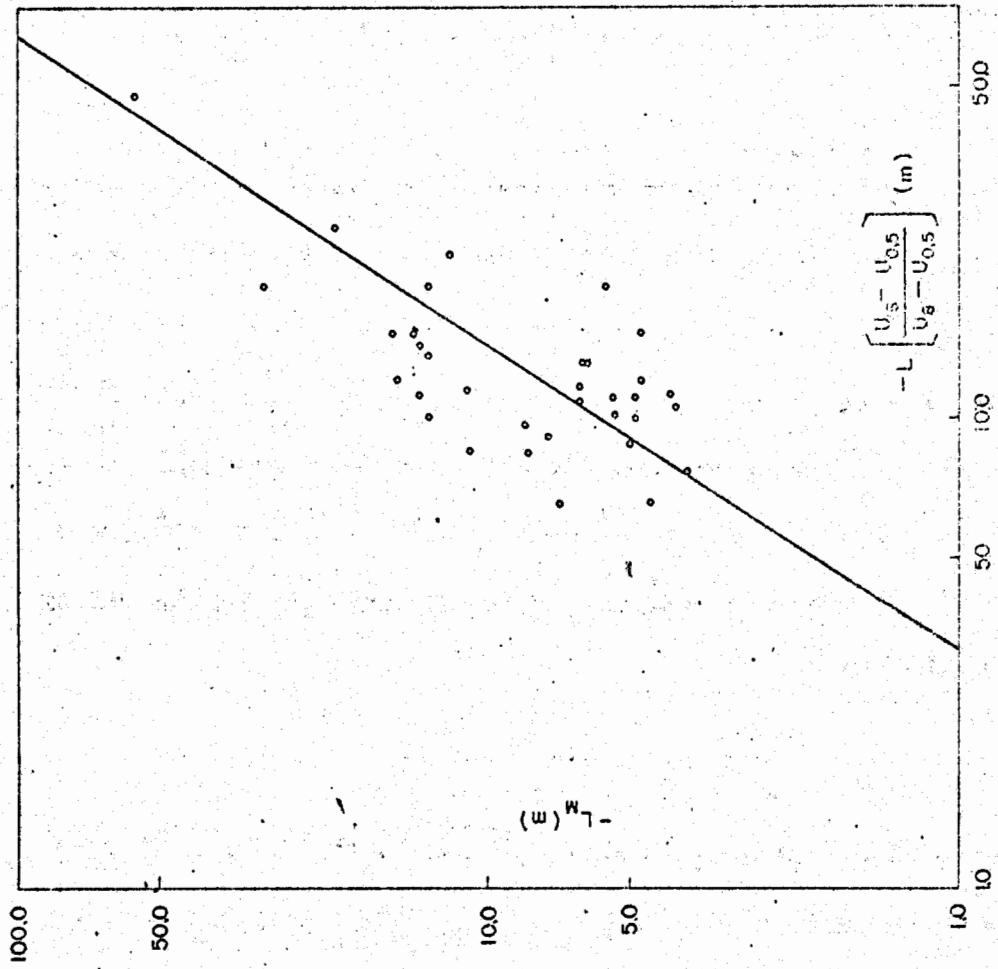


Fig. III.14 -  $L_M$  contra  $L$  calculado pela equação (III.16).

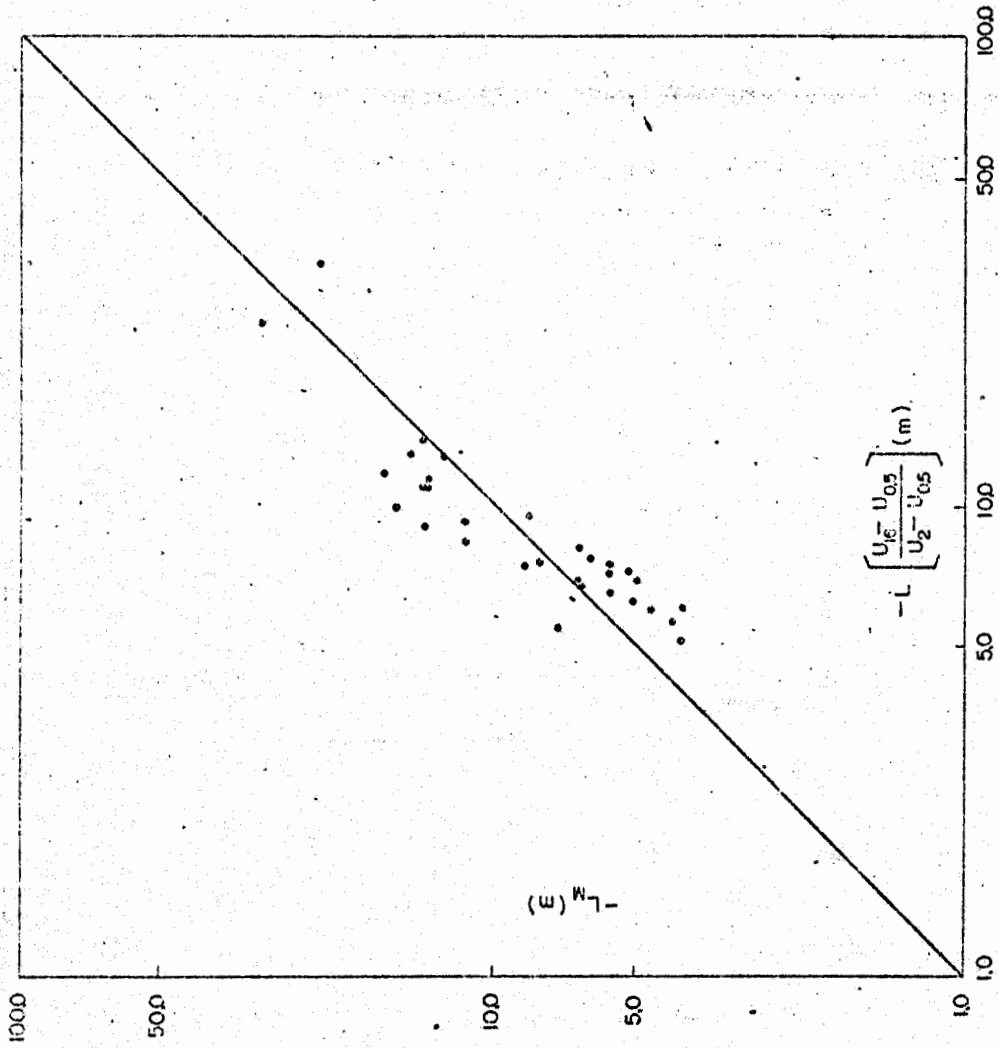


Fig. III.15 -  $L_M$  contra  $L$  calculado pela equação (III.16).

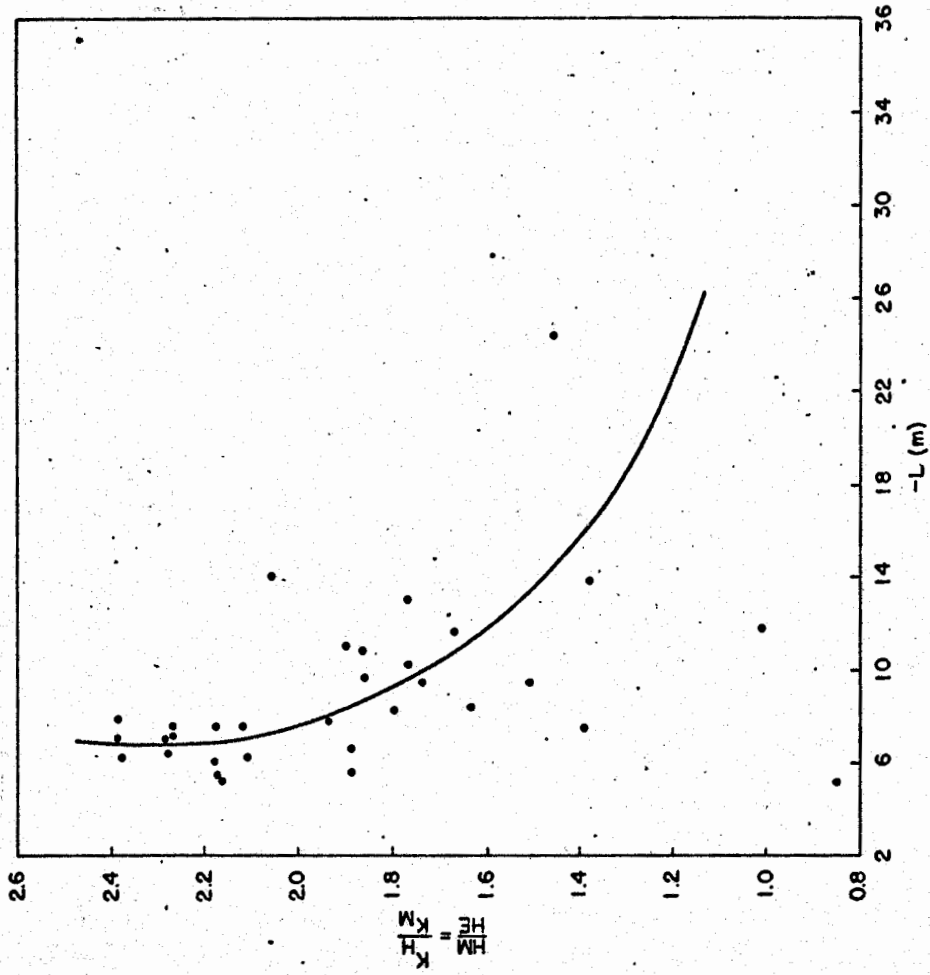


Fig. III.16 - Relação de  $K_H/K_M$  na camada de (0,5-16) metros contra  $L$  determinado pela equação (III.16).

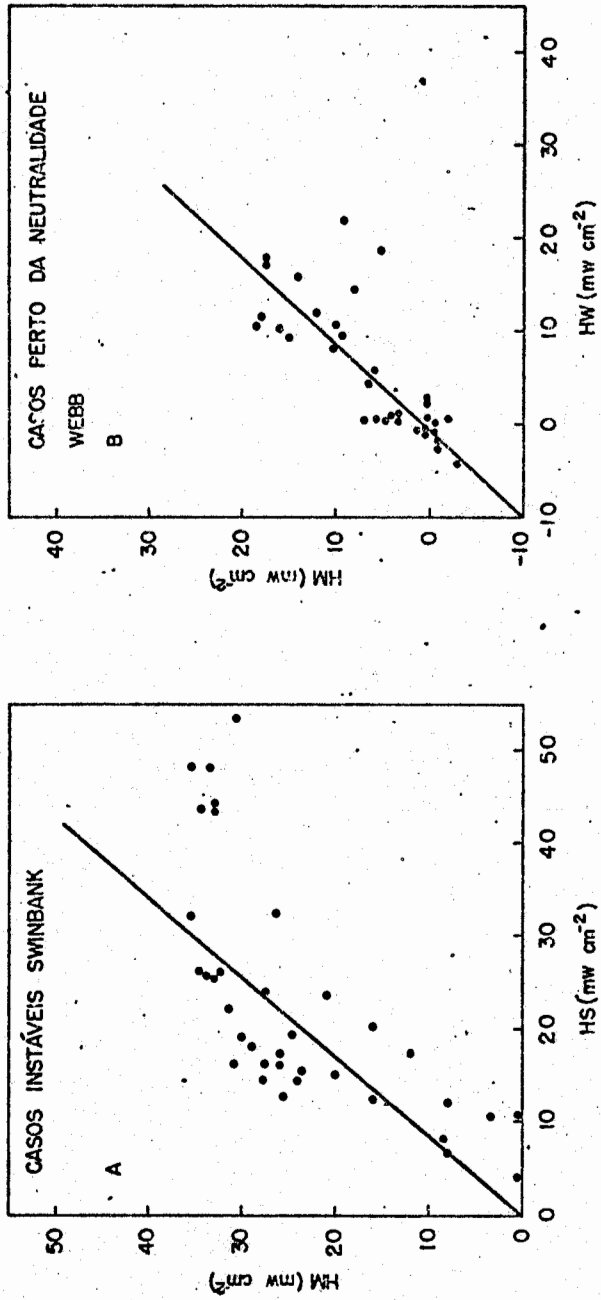


Fig. III.17 A e B - Fluxos de calor medidos contra fluxos calculados respectivamente por Swinbank e Webb.



A hipótese inicial da existência de um fluxo de calor sensível (H) constante na camada turbulenta não parece verificar-se pelos resultados obtidos. Contudo, a tensão cisalhante ( $\tau$ ), constante com a altura nesta camada, chega a ser quase que comprovada dentro de um desvio padrão inferior a 10% (Figura III.2). Pode-se ainda observar que  $u_*$  é grandemente dependente da estabilidade.

### 3.7 - ARGUMENTOS DE SWINBANK A FAVOR DE SUA HIPÓTESE E JUSTIFICAVA DA NÃO VERIFICAÇÃO PELOS DADOS ANALISADOS

Em primeiro lugar enfatiza a necessidade de uma grande precisão nas medições; tanto assim que um erro de 2cm/s nos ventos acarretaria uma variação na razão  $A_0$  que é fração apreciável de seu intervalo de variação. Para ventos fracos (L geralmente pequeno) pode ter havido subestimação de  $u_{*L}$  e conseqüentemente fluxo de calor sensível ( $H \propto u_*^3$ ) subestimado. Com ventos fracos, os anemômetros de níveis mais altos são menos sujeitos a subestimar os valores medidos, enquanto que nos mais baixos, a inércia instrumental poderá ter causado valores inferiores aos reais. Ora, qualquer diferença de vento super ou subestimado afetará em cadeia todos os resultados finais a serem comparados com os medidos.

É importante também a determinação exata da altura do plano  $z_0$  de deslocamento. Um erro em  $z_0$  de 0,2cm quando L vale 3m faria  $u_*$  ser subestimado de 2% com erro de 6% no fluxo de calor sensível (H).

TABELA III.1

DIA	MES	ANO	HORA	TOMADA	NEBULOSIDADE	
1	18	F	62	1034	09	3/8 CS
2	18	F	62	1002	08	3/8 CS
3	18	F	62	1141	10	3/8 CS
4	18	F	62	1214	11	3/8 CS
5	18	F	62	1330	13	5/8 CS
6	18	F	62	1509	16	3/8 CS 1/8 CU
7	9	9	64	1134	14	R AC AS AS
8	18	F	62	1436	15	1/8 CU 5/8 CI
9	17	F	62	1442	03	TR CI 1/8 CU
10	18	F	62	1543	17	3/8 CS 1/8 CU
11	19	F	62	1058	22	TR CS 1/8 CU
12	17	F	62	1410	02	TR CI 1/8 CU
13	17	F	62	1549	05	1/8 CU
14	18	F	62	1246	12	3/8 CS
15	19	F	62	1022	21	TR CS 1/8 CU
16	18	F	62	1403	14	6/8 CS TR CU
17	9	9	64	1209	15	R AC AS AS
18	17	F	62	1200	01	1/8 CI 1/8 CU
19	17	F	62	1517	04	TR CI 1/8 CU
20	17	F	62	1622	06	1/8 CU
21	17	F	62	1656	07	1/8 CU
22	18	F	62	1617	18	1/8 CS 2/8 CU
23	19	F	62	1544	23	R/8 AS 2/8 CU
24	20	F	62	1229	29	2/8 SMALL CU
25	18	F	62	1649	19	1/8 CS 2/8 CU
26	20	F	62	1158	28	2/8 SMALL CU
27	20	F	62	1125	27	2/8 SMALL CU
28	20	F	62	1054	26	2/8 SMALL CU
29	20	F	62	0950	24	3/8 CU
30	20	F	62	1303	30	3/8 CU
31	20	F	62	1351	31	4/8 CU*
32	20	F	62	1022	25	3/8 CU
33	9	9	64	1410	18	R AS
34	20	F	62	1425	32	4/8 CU
35	20	F	62	1457	33	4/8 CU
36	20	F	62	1530	34	4/8 CU
37	22	10	63	1415	53	4 AC AS
38	22	10	63	1338	52	4 AC AS
39	12	10	63	1148	7	4 CU TR CI
40	22	10	63	1302	51	4 AC AS
41	9	9	64	1511	19	R AS
42	13	10	63	1500	20	4 CU
43	7	9	64	1253	1	5 CU
44	22	10	63	1525	55	2 AC AS
45	12	10	63	1444	11	6 CU 6 CI
46	12	10	63	1408	10	6 CU
47	15	9	64	1154	23	R AC
48	10	12	62	1558	8	3 CS
49	22	10	63	1450	54	3 AC AS
50	22	10	63	1103	48	4 AC AS
51	16	9	64	1234	34	4 CU
52	16	9	64	1408	35	3 CU
53	7	9	64	1533	3	3 CU
54	13	10	63	1617	22	2 CU
55	10	12	62	1656	9	6 CS
56	19	9	64	1200	33	4 CU
57	22	10	63	1559	56	4 AC AS
58	11	12	62	1534	11	4 CU
59	16	9	64	1047	31	4 CU
60	11	12	62	1540	12	3 CU
61	16	9	64	1123	32	4 CU
62	11	12	62	1700	14	2 CU
63	16	9	64	1441	36	2 CU
64	13	10	63	1537	21	4 CU
65	16	9	64	1516	37	3 CU
66	18	9	64	1609	54	3 CU
67	15	9	64	1424	26	5 AC
68	17	9	64	1609	44	4 CU
69	15	9	64	1345	25	7 AC AS
70	15	9	64	1041	21	R AC
71	15	9	64	1228	24	R AC
72	15	9	64	1120	22	R AC
73	16	9	64	1550	38	4 CU
74	7	9	64	1613	4	3 CU
75	18	9	64	1643	55	2 CU
76	9	9	64	1547	20	R AS

TABELA III.2

	$-L_M$ (m)	$\sigma_L$ (m)	$u_{*M}$ (cm/s)	$\sigma_*$ (cm/s)	$u_{*L}$ (cm/s)	$H_M$ (mw/cm <sup>2</sup> )	$H_L$ (mw/cm <sup>2</sup> )	$H_E$ (mw/cm <sup>2</sup> )	$H_M/H_E$
1	9.74	3.97	22.50	2.66	16.85	25.50	12.68	11.82	2.16
2	10.43	5.30	22.05	3.16	17.30	23.50	15.44	12.42	1.89
3	14.44	15.48	23.83	3.78	18.86	31.50	21.97	14.50	2.17
4	16.23	16.22	24.94	2.76	18.90	31.00	16.19	13.08	2.37
5	9.42	5.09	24.12	2.71	19.41	26.00	16.23	11.48	2.26
6	15.67	10.90	24.35	3.32	19.31	27.50	16.04	11.54	2.38
7	13.44	7.82	15.76	1.60	13.33	0.10	3.83	3.25	0.03
8	10.37	3.75	25.16	2.49	21.92	29.00	18.07	13.31	2.18
9	9.58	4.33	24.79	2.78	21.16	28.80	19.41	13.18	1.88
10	11.24	4.79	23.83	2.03	19.86	24.00	13.96	10.56	2.27
11	7.69	3.56	26.20	2.92	24.00	32.70	26.51	15.68	2.09
12	8.06	3.00	26.34	2.45	24.45	30.00	19.23	13.80	2.17
13	10.60	4.46	22.50	1.98	20.52	16.00	12.31	8.92	1.79
14	8.72	5.99	24.74	3.17	24.85	27.50	24.33	14.21	1.93
15	14.47	22.06	27.53	3.94	25.09	34.00	26.04	15.00	2.27
16	9.13	4.54	25.97	2.18	23.07	26.00	17.35	10.95	2.37
17	4.58	6.33	16.24	2.68	15.99	3.40	11.66	4.03	0.84
18	7.32	2.94	28.89	2.30	26.40	33.50	26.07	14.78	2.27
19	10.40	3.24	26.34	0.97	25.23	20.20	15.24	11.38	1.77
20	15.99	15.81	22.42	2.29	21.61	12.00	17.85	4.64	1.39
21	20.93	14.92	22.27	1.11	20.63	8.00	6.68	5.84	1.37
22	5.51	1.09	23.24	1.45	23.55	16.00	20.50	7.42	2.16
23	6.92	1.61	19.31	1.16	19.40	8.50	8.11	4.04	2.10
24	8.00	2.55	35.30	2.32	34.87	34.40	44.51	21.25	1.62
25	14.78	15.12	23.90	0.96	24.74	7.50	12.11	7.43	1.01
26	8.06	1.56	37.15	1.82	37.85	33.60	49.68	22.37	1.50
27	10.39	3.28	38.55	3.30	38.70	35.20	32.80	19.95	1.76
28	11.61	4.49	37.89	4.24	37.29	34.40	26.77	16.78	2.05
29	11.06	4.42	34.34	2.09	35.02	26.60	33.21	16.01	1.66
30	8.03	15.91	35.52	3.10	38.67	35.40	49.68	19.15	1.85
31	10.19	2.19	36.85	1.37	37.79	33.00	45.34	17.79	1.86
32	10.42	5.16	37.52	2.13	40.25	33.60	44.87	17.82	1.89
33	8.55	9.11	16.58	2.61	17.20	0.40	10.87	1.86	0.22
34	9.53	2.85	37.67	2.23	41.13	30.50	54.40	17.31	1.76
35	10.65	13.97	41.14	3.39	40.92	27.20	15.03	14.34	1.90
36	9.87	11.58	41.44	3.24	44.37	21.00	24.21	14.44	1.45
37	16.30	16.20	34.26	5.17	51.30	17.00	140.05		
38	28.06	23.50	37.30	5.34	53.77	0.10	163.82		
39	21.52	7.64	42.25	3.21	56.03	0.10	135.36		
40	26.29	14.96	37.44	4.69	55.19	0.10	165.89		
41	17.59	15.61	14.58	1.92	18.02	-0.50	9.34		
42	14.20	3.96	41.59	3.64	56.21	17.60	192.24		
43	15.07	6.03	49.65	4.42	59.90	0.10	100.88		
44	21.00	12.20	36.33	2.75	54.20	12.20	101.47		
45	30.11	16.77	37.52	4.21	50.28	14.40	113.18		
46	18.13	26.55	39.22	3.21	51.37	10.60	44.01		
47	11.28	3.54	41.22	3.11	52.15	9.60	157.15		
48	22.70	20.33	38.04	3.38	52.40	22.40	68.45		
49	15.79	6.26	34.95	3.22	53.99	8.00	155.03		
50	6.06	34.49	26.71	4.16	38.79	0.10	42.34		
51	19.60	12.17	54.09	5.47	71.01	11.30	299.38		
52	27.43	29.75	52.10	6.68	71.18	9.10	269.71		
53	23.38	17.36	40.40	4.36	48.35	0.10	94.11		
54	58.05	32.92	40.18	3.15	54.05	0.10	77.98		
55	24.46	29.93	37.96	1.35	49.74	18.70	16.66		
56	11.51	3.65	56.17	4.23	77.14	10.50	480.43		
57	30.12	20.99	33.74	5.15	53.19	5.70	154.50		
58	14.16	40.29	50.99	4.37	70.10	0.10	105.91		
59	24.90	16.83	56.68	5.12	72.40	15.70	221.37		
60	3.15	27.93	53.58	8.14	74.68	0.10	568.74		
61	14.69	6.59	56.61	5.12	77.87	10.00	333.81		
62	16.36	34.49	39.66	15.48	59.20	0.10	10.87		
63	6.37	31.79	49.65	6.03	66.35	4.30	224.22		
64	21.99	18.38	39.22	3.81	54.32	0.50	104.95		
65	18.86	68.80	46.69	4.18	58.91	0.90	84.11		
66	8.85	2.99	18.87	1.68	25.82	2.00	18.60		
67	19.86	2.19	40.63	0.51	50.89	-1.00	48.62		
68	22.00	14.06	24.12	1.43	33.77	2.50	27.33		
69	22.54	12.89	37.89	2.27	47.50	-9.70	38.97		
70	20.71	48.30	39.89	5.40	51.03	0.20	18.65		
71	21.86	34.98	42.48	5.76	54.57	-2.80	43.34		
72	-5.86	34.50	37.89	5.76	47.44	-1.90	44.21		
73	-3.77	47.66	41.96	4.73	52.83	-4.40	45.54		
74	25.81	26.46	36.93	5.36	48.69	0.10	61.65		
75	1.63	68.91	15.32	2.57	20.82	-0.50	5.31		
76	7.05	12.57	13.94	1.96	18.16	-1.00	5.39		

Apesar de ter obtido resultados razoáveis unicamente para uma combinação de alturas de níveis, Swinbank alega que nos casos de sub ou superestimação a falha é devida aos instrumentos. Indica ainda outros fatores de discrepância, tais como o fato de a natureza não ser estritamente permanente e o fluxo de calor (H) realmente não ser constante. Mesmo quando se tomam as médias, num intervalo de tempo de meia hora, continua a existir uma componente de turbulência irreduzível e que desafia qualquer especificação completa de seu comportamento em termos de valores médios.

### 3.8 - VALIDADE DA HIPÓTESE DE SWINBANK

Pelos resultados há evidência de que, na verdade, a tensão de Reynolds permanece quase constante dentro da camada turbulenta. Contudo, o fluxo de calor sensível (H) seguramente depende da altura e é variável de maneira bastante complexa. Na Figura III.16 observa-se que há alguma dependência entre L e o fluxo de calor sensível (H). Não se pode no entanto, adiantar que tipo de dependência existe entre L dado em termos de perfil de vento e temperatura (Eq. III.22) e o próprio fluxo calorífico. Pouco se conhece sobre os mecanismos de transporte turbulento de calor e quantidade de movimento. Qualquer modelo assumido no desenvolvimento de uma teoria implicará na linearização de funções não lineares. É, então, mister, uma análise mais rigorosa da hipótese proposta neste trabalho para se poder melhor avaliar os resultados obtidos.

Não parece lógico que somente numa combinação de níveis os fluxos de calor previstos tenham estado em boa correlação com os medidos, Figura III.17-A. Além do mais, observa-se na Tabela III.2, coluna 8, que a melhor correlação está com os dados das condições atmosféricas muito instáveis. Próximo à neutralidade não é possível estabelecer qualquer tipo de dependência entre os fluxos medidos e calculados, no mesmo agrupamento de níveis. Parece que a equação (III.16) deveria conter mais alguma informação sobre a física que rege os processos de transferência turbulenta.

### 3.9 - APLICABILIDADE DA EQUAÇÃO III.16

Não é intento deste trabalho discutir a aplicabilidade e o mérito prático das diversas equações deduzidas a partir da hipótese de Swinbank. No entanto, precisa-se conhecer a magnitude dos erros causados por imprecisão nas medições. Como exemplo, tomou-se o vento medido a três níveis diferentes, sobre um mesmo local. Fez-se o vento no nível intermédio sofrer uma pequena variação. A equação III.16 foi resolvida para os valores alterados dos ventos e da razão  $A_0$ . Apresenta-se na Tabela III.3 a seguir o resultado depois e antes da modificação do vento de nível intermédio. Ao cotejar os resultados deduz-se que o sistema de equações, em questão, é extremamente sensível.

Na Tabela os valores apresentados, as velocidades e  $L$  estão dados em metros. Verifica-se que todos os resultados são imensa

mente sensíveis a erros na medição de ventos. Se  $u_2$  tivesse sido medido com erro de 0,45 por cento ou seja, 2,1cm/s, a razão  $A_0$  estaria sujeita a erro de 5% e L a um erro de 98,58%. Isto mostra claramente que haveria erro correspondente nos valores dos fluxos de calor.

TABELA III.3

	$u_1$	$u_2$	$u_3$	$\frac{u_3-u_1}{u_2-u_1}$	-L
valores medidos	4,30	4,72	5,08	1,8571	5,50
variação (%)	0,00	0,21	0,00	2,44	32,73
variação absoluta	0,00	0,01	0,00	0,0453	1,80
novos valores	4,30	4,71	5,08	1,9024	7,30

### 3.10 - EQUAÇÃO DE BALANÇO

Em estudo de turbulência na superfície do solo, é geralmente aceito que a equação (II.11) do balanço de energia turbulenta seja completa e satisfatória. Isto inclui admitir que não há variação local de energia. Além do mais, as flutuações de densidade são poderão ser na direção vertical. A divergência do fluxo de energia turbulenta devido às forças de pressão serão permitidos apenas na vertical. O meio atmosférico é tido como isotrópico em relação à distribuição de energia; não há gradientes de energia.

Os fluxos verticais de energia devidos à velocidade média serão desprezados porque  $\bar{w} = 0$  e aqueles devidos às flutuações das velocidades são considerados apenas na direção vertical. Apesar de todas estas restrições, admite-se que em estado permanente de turbulência a equação (II.11) seja plenamente satisfeita.

Ao aceitar-se a equação (II.11), o termo em  $kgH/C_p \tau \theta u_*$  deve ser motivo de discussão, (Eq. III.5). Em vez de expressá-la diretamente em termos de  $L$ , definido por (II.16), substitue-se o fluxo de calor ( $H$ ) e a tensão de Reynolds ( $\tau$ ) dados pelas equações (II.6) e (II.5). Agora obtém-se

$$kgH/C_p \tau \theta u_* = - (K_H/K_M) \frac{1}{L'} \quad (III.28-B)$$

onde  $L'$  é dado pela definição da relação (III.22),  $K_H$  e  $K_M$  são respectivamente os coeficientes de difusão turbulenta de calor e quantidade de movimento.

Levando novamente o termo dado por (III.28-B) à equação (III.5), chega-se a nova equação

$$\frac{\partial X}{\partial z} - \frac{K_H}{K_M} \frac{X}{L'} = 1 \quad (III.29)$$

que é bem diferente da equação (III.6). Parece que Swinbank tenha obtido a mesma relação em sua dedução original, contudo, em face da dificuldade

dade de se relacionar os processos de transporte de calor e quantidade de movimento (em vista da presença da razão  $K_H/K_M$ ) preferiu tomar outro caminho e substituir diretamente, na equação (III.5) a extensão característica  $L$  de Monin-Obukhov. Não discutiu se o  $L$  que empregou era definido em termos de gradientes ou não; este procedimento o levou a conceber concomitantemente que existe similaridade entre os perfis de temperatura e de vento. Em consequência assumiu o número de Prandtl ( $K_M/K_H$ ) igual a unidade. Com estado atmosférico adiabático e em laboratório,  $K_H/K_M$  foi determinado estar em torno de 1,35 (Hinze, 1959). Outrossim, este número decresce com a estabilidade crescente e cresce com a instabilidade. Os processos de transferência parecem variar independentemente, em cada posição, com as propriedades do escoamento e com as direções das coordenadas.

Na integração da equação (III.29) será assumido que  $K_H/K_M$  é aproximadamente constante numa camada de espessura pequena. O inverso do número de Prandtl,  $K_H/K_M$ , será representado por  $\gamma$  daqui para frente e  $L'$  por  $\ell$ .

Ao integrar a equação (III.29) a forma funcional de  $X$  será encontrada

$$X = \frac{\ell}{\gamma} [\exp(\gamma z/\ell) - 1] \quad (\text{III.30})$$

O novo perfil de vento poderá ser escrito sob a forma



$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{k} \frac{\gamma}{\ell} [1 - \exp(-\gamma z/\ell)]^{-1} \quad (\text{III.31})$$

cuja integral entre dois níveis  $z_1$  e  $z_2$ , para  $L'$  próprio da camada será:

$$(u_2 - u_1) = \frac{u_*}{k} \left\{ \ln \frac{\gamma_1}{\gamma_2} + \ln \left[ \frac{\exp(\gamma_2 z_2/\ell) - 1}{\exp(\gamma_1 z_1/\ell) - 1} \right] \right\} \quad (\text{III.32})$$

$\gamma_1$  e  $\gamma_2$  se referem às alturas  $z_1$  e  $z_2$  respectivamente. A equação (III.32) pode, mais uma vez, ser aplicada a três níveis diferentes e consecutivos. Haverá, neste caso mais uma razão de números  $\gamma\gamma$ . O modo como varia o número de Prandtl com a estabilidade e altura continua sendo o núcleo de todo o problema de transferência turbulenta perto do solo. A equação (III.32) aplicada a três níveis consecutivos dará

$$\frac{u_4 - u_1}{u_2 - u_1} = \frac{\ln \frac{\gamma_1}{\gamma_4} + \ln \left[ \frac{\exp(\gamma_4 z_4/\ell) - 1}{\exp(\gamma_1 z_1/\ell) - 1} \right]}{\ln \frac{\gamma_1}{\gamma_2} + \ln \left[ \frac{\exp(\gamma_2 z_2/\ell) - 1}{\exp(\gamma_1 z_1/\ell) - 1} \right]} \quad (\text{III.33})$$

$\gamma_4$  e  $u_4$ ,  $\gamma_2$  e  $u_2$ ,  $\gamma_1$  e  $u_1$  referem-se respectivamente às alturas  $z_4, z_2$  e  $z_1$ .

### 3.11 - INTERPRETAÇÃO E SIGNIFICADO DE $K_H/K_M$ NO PERFIL

Neste trabalho vai-se propor uma interpretação da razão  $K_H/K_M$  e sua importância sobre o escoamento será discutida.

Ao comparar a equação (III.16) com (III.33) observa-se que em (III.16) a única grandeza a ser determinada é  $\ell$  e não há constantes arbitrarias; enquanto que em (III.33) aparecem os números  $\gamma_4, \gamma_2, \gamma_1$ , cujos valores não se conhecem; nem mesmo qualquer tipo de relação com a estabilidade ou com o número de Reynolds existe para  $K_H/K_M$ . Nesta circunstância a determinação de  $\ell$  se torna impossível pela equação (III.33). Evidências e argumentos foram apresentados por pesquisadores sobre a variabilidade de  $K_H/K_M$  com a estabilidade (Swinbank, 1955; Ellison, 1957). Contudo, outros pesquisadores folharam em detectar qualquer variação sistemática e a questão continua controvertida. Em falta de medições simultâneas de fluxos e gradientes, pode-se obter alguma informação a respeito da variação de  $K_H/K_M$  ao fazer-se comparação dos perfis de temperatura e vento. Estes perfis são ditos similares quando a razão do gradiente vertical de velocidade do vento pelo gradiente vertical de temperatura potencial é constante com a altura. Neste caso,  $K_H/K_M$  será constante somente se os perfis são similares, isto é, se a tensão de Reynolds e o fluxo de calor não variam com a altura. Em inversão, há grande evidência de que  $K_H/K_M$  decresce com altura maior. O decréscimo se torna evidente com um número de Richardson superior a 0,08 no nível de 4 metros. Há também indicação de que  $K_H/K_M$  decresce com a estabilidade crescente (McVehil, 1964). Tem-se neste fato indicação de que existe na estabilidade superadiabática e nos níveis mais altos, a qualquer estabilidade, uma influência maior dos efeitos mecânicos sobre o escoamento. Por isso  $K_H/K_M$  decresce com altura mais rapidamente na atmosfera estável. Tem-se que  $K_H=K_M$  implica na similaridade dos perfis de temperatu

ra e vento a certa altura. O nível, no qual os dois coeficientes se igualam, pode ser entendido como um ponto de equilíbrio dos efeitos térmicos e mecânicos na formação do perfil de vento, isto é, desaparece a importância relativa de um sobre o outro

Tem sido sugerido por muitos pesquisadores que uma bolha de ar ao subir verticalmente trocará quantidade de movimento horizontal com o seu meio, por causa de ação de forças de pressão laterais. O coeeficiente vertical de difusão de quantidade de movimento  $K_M$  deverá ser menor do que o de calor  $K_H$ , até se igualarem e em seguida  $K_M$  passa a ser maior nos níveis mais altos. Os valores para  $K_H/K_M$  são muito controvertidos. Lettau e Davidson (1957), Swinbank (1955) e Ellison (1957) sugerem que a razão dos coeficientes está próxima da unidade no ar quase neutro, mas decresce com a estabilidade crescente. Esta conclusão coincide qualitativamente com estudos de McVehil que achou valor muito perto da unidade com número de Richardson entre -1,0 e +0,08. A razão  $K_H/K_M$  cresce no ar mais instável e fica muito pequeno no ar bem estável, no qual parece que a turbulência desaparece. As conclusões de McVehil acerca do ar instável foram postas em dúvida por Priestley (1959), que informou razões da ordem de 3,0.

Senderinkhina (1961) observou muitos perfis e sugeriu que  $K_H/K_M$  está em torno de 1,30. Os resultados de laboratório também são inconsistentes uns com os outros, mas, geralmente, ficam próximos da unidade. Johnson (1959) achou que a razão varia entre 1,25 e 0,83; e ao

mesmo tempo cita em seu trabalho que Reichardt (1957) achou um valor mé dio em torno de 1,30. Estes mesmos resultados apontam que há uma varia ção da razão com o afastamento das paredes; portanto, lançando dúvidas sobre as similaridades de perfis de temperatura e vento assumidas para a atmosfera. Afora dúvidas, as condições de laboratório são inteiramente diferentes das atmosféricas e uma analogia exata é duvidosa. Com a dis cussão precedente é razoável concluir que na atmosfera instável  $K_H$  pro vavelmente poderá exceder  $K_M$  e que no ar muito estável o oposto é verda deiro.

Chega-se, agora, ao ponto de ser questionado qual a im portância física de uma razão  $K_H/K_M$  diferente da unidade? Foi dito que  $K_H/K_M$  igual a unidade é possível somente com perfis similares. Porém, tem sido verificado observacionalmente que é raro os perfis serem simi lares; quando num mesmo gráfico semilogarítmico são plotados ventos e temperaturas contra a altura, observa-se que, em algumas condições at mosféricas, a linha de um perfil pode interceptar a do outro ou sim plesmente divergir sempre. Este fato pode significar uma acomodação da forma do perfil do vento à convecção térmica e às forças do gradiente de pressão, assim como à advecção de propriedades do escoamento estra nhas ao local de observação. Por conseguinte, a importância da razão  $K_H /K_M$  sobre a forma do escoamento poderá melhor ser compreendida se for interpretada como uma medida relativa média da predominância da turbu lência de origem térmica sobre a de origem mecânica na formação do per fil do vento. Baseado neste argumento, de "predominância" de um tipo de

turbulência sobre o outro na formação de perfis, fica mais fácil e claro interpretar as faltas de similaridade de perfis de vento e temperatura. Em alguns casos, perfis de vento há, cujas formas são características da inversão, enquanto que os respectivos perfis de temperatura apresentam formas de estabilidade oposta, isto é, temperatura decrescente com a altura, ou o contrário. Num caso destes, o fluxo de calor calculado a partir da equação (III.16) é negativo (para baixo), enquanto que o fluxo de calor medido é fortemente positivo, próprio de atmosfera instável. Na Tabela III.4 apresentam-se os fluxos de calor medidos e calculados pelas equações de Swinbank com razão  $K_H/K_M$  igual a unidade, colunas dois e um respectivamente.

Nestas circunstâncias, a hipótese de Swinbank que postula a possibilidade de se medir os fluxos de calor a partir da medição dos perfis de vento e do conhecimento da temperatura média de uma camada, carece de significado e exatidão: uma vez que pela equação (III:16) e pela definição de  $L'$  não há nenhum fator de ponderação entre dois fenômenos físicos que interagem limitando-se, isto é, a turbulência mecânica e térmica. Em outras palavras, o aumento de turbulência mecânica faz desenvolver-se a turbulência térmica e o aumento da turbulência térmica amortecer a turbulência mecânica, na camada cerca da superfície. A predominância de uma sobre a outra vai depender da quantidade de calor sensível disponível e do número de Reynolds. O equilíbrio entre a produção e o decaimento dos dois tipos de turbulência ocorre na atmosfera com razão  $K_H/K_M$  igual a unidade. Portanto, a existência de geração de

ORDEM	H <sub>S</sub> mm cm <sup>2</sup>	H <sub>M</sub> mm cm <sup>2</sup>	H(1) mm cm <sup>2</sup>	H(2) mm cm <sup>2</sup>	Y <sub>1</sub>	Y <sub>2</sub>	Y <sub>4</sub>	ORDEM	H <sub>S</sub> mm cm <sup>2</sup>	H <sub>M</sub> mm cm <sup>2</sup>	H(1) mm cm <sup>2</sup>	H(2) mm cm <sup>2</sup>	Y <sub>1</sub>	Y <sub>2</sub>	Y <sub>4</sub>
01	13,02	25,50	8,74	22,06*	1,160	1,043	0,900(2)	39	21,36?	0,10	14,01?	19,37?	1,328	1,307	1,266(2)**
02	6,93	23,50	4,87	10,09*	1,264	1,192	1,064(2)	40	7,58	0,10	-3,93*	4,92	1,343	1,337	1,324(1)**
03	32,61*	31,50	19,28	36,57	1,081	0,969	0,898(2)	41	1,88	-0,50	1,33*	2,59	1,386	1,422	1,499(1)
04	9,41	31,00	6,65	12,97*	1,275	1,209	1,092(2)	42	50,92	17,60	35,61*	81,76	1,391	1,434	1,522(1)
05	25,56*	26,00	80,33	34,40	1,106	0,990	0,890(2)	43	*****	0,10	*****	*****	*****	*****	*****
06	26,27*	27,50	82,57	35,36	1,106	0,999	0,890(2)	44	27,08	12,20	19,16*	35,21	1,383	1,418	1,489(1)
07	5,21	0,10	3,44*	8,30	1,420	1,496	1,650(1)	45	7,62*	14,40	-3,95	4,94	1,343	1,334	1,319(2)**
08	20,89	29,00	13,87	33,75*	1,140	1,021	0,891(2)	46	*****	10,60	*****	*****	*****	*****	*****
09	31,60*	24,80	19,15	39,14	1,094	0,979	0,893(2)	47	104,10	9,60	67,58*	157,37	1,426	1,510	1,679(1)
10	13,26	24,00	9,06	23,82*	1,179	1,066	0,914(2)	48	71,13	22,40	47,22*	114,43	1,419	1,493	1,644(1)
11	44,54	32,70	26,26*	49,92	1,461	1,587	1,829(1)	49	12,34	8,00	8,15*	11,31	1,366	1,383	1,417(1)
12	49,42	30,00	28,48*	52,22	1,469	1,601	1,856(1)	50	-6,37	0,10	-5,58	-4,86*	1,371	1,392	1,435(2)**
13	23,61	16,00	14,31*	29,25	1,447	1,556	1,769(1)	51	*****	11,30	*****	*****	*****	*****	*****
14	45,12	27,50	27,07*	51,97	1,458	1,579	1,814(1)	52	*****	9,10	*****	*****	*****	*****	*****
15	54,72	34,00	32,07*	59,58	1,466	1,598	1,851(1)	53	*****	0,10	*****	*****	*****	*****	*****
16	32,56*	26,00	100,27	42,93	1,106	0,990	0,890(2)	54	18,49	0,10	12,15*	16,77	1,366	1,382	1,415(1)**
17	-2,98	3,40	-4,19	-2,28*	1,392	1,436	1,526(2)	55	24,04	18,70	16,80*	26,35	1,376	1,402	1,457(1)**
18	44,84*	33,50	132,32	58,00	1,304	1,261	1,180(2)	56	*****	10,50	*****	*****	*****	*****	*****
19	4,49	20,20	5,98	9,66*	1,342	1,334	1,319(2)**	57	5,55*	5,70	-2,88	3,60	1,342	1,334	1,319(2)**
20	1,63*	12,00	-0,84	1,06	1,342	1,334	1,319(2)**	58	*****	0,10	*****	*****	*****	*****	*****
21	1,59*?	8,00	-0,83?	1,03?	1,342	1,334	1,319(2)**	59	*****	15,70	*****	*****	*****	*****	*****
22	15,33*	16,00	10,16	25,16	1,415	1,486	1,628(1)	60	*****	0,10	*****	*****	*****	*****	*****
23	12,85*	8,50	41,27	17,26	1,111	0,994	0,888(2)	61	*****	10,00	*****	*****	*****	*****	*****
24	65,38	34,40	42,44*	98,83	1,426	1,510	1,679(1)	62	-24,96?	0,10	-23,89?	-19,25?	1,316	1,283	1,220(1)**
25	1,97*	7,50	-1,02	1,28	1,342	1,334	1,320(2)**	63	*****	4,30	*****	*****	*****	*****	*****
26	78,83	33,60	50,74*	115,20	1,428	1,514	1,686(1)	64	-33,84?	0,50	-39,40?	-26,09?	*****	*****	*****
27	118,87	35,20	72,02*	147,23	1,447	1,556	1,769(1)	65	*****	0,90	*****	*****	*****	*****	*****
28	147,00	34,40	84,73*	155,35	1,468	1,601	1,856(1)	66	7,13	2,00	4,84*	12,39	1,408	1,471	1,598(1)
29	58,24	26,60	37,81*	89,16	1,424	1,505	1,669(1)	67	*****	-1,00	*****	*****	*****	*****	*****
30	-15,55?	35,40	-13,89?	-11,93?	1,322	1,296	1,244(1)**	68	2,03*	2,50	-1,05	1,31	1,342	1,334	1,319(2)**
31	48,52	33,00	33,14*	86,79	1,404	1,462	1,579(1)	69	33,46?	-0,70	23,51?	46,44?	*****	*****	*****
32	48,07	33,60	33,26*	87,68	1,401	1,456	1,568(1)	70	37,73?	0,20	26,73?	51,28?	*****	*****	*****
33	-2,86	0,40	-3,66	-2,19*	1,388	1,428	1,510(2)	71	33,02?	-2,80	23,17?	36,05?	*****	*****	*****
34	48,15	30,50	33,29*	87,48	1,401	1,455	1,565(1)	72	*****	-1,90	*****	*****	*****	*****	*****
35	-34,71?	27,20	-37,62?	-26,85?	1,301	1,255	1,170(1)**	73	*****	-4,40	*****	*****	*****	*****	*****
36	80,35	21,00	54,25*	137,89	1,411	1,478	1,612(1)	74	*****	0,10	*****	*****	*****	*****	*****
37	61,85	17,00	39,81*	90,38	1,428	1,478	1,612(1)	75	0,52	-0,50	-0,27*	0,34	1,343	1,337	1,324(2)**
38	30,05?	0,10	21,31?	39,78?	1,428	1,478	1,612(1)	76	-2,58	-1,00	-4,20	-1,89*	1,409	1,472	1,601(2)**

turbulência por um processo e seu definhamento, por outro, leva, quando  $K_H/K_M = 1$ , a admitir um estado permanente de turbulência. O nível, no qual a razão é unitária, separa duas regiões do escoamento, a inferior que tem saldo de turbulência térmica e a superior que consome a turbulência produzida no nível inferior. A conclusão final desta discussão é que sempre haverá um nível, a qualquer estabilidade atmosférica, no qual há equilíbrio entre geração e decaimento de turbulência. Na atmosfera mais estável a região limite encontra-se mais próximo ao solo que na menos estável. Bem cerca do chão sempre haverá um valor para a razão, que é superior a unidade, talvez satisfazendo condições de laboratório. Bem acima da superfície a razão  $K_H/K_M$  se torna pequena, até praticamente desaparecer, e o escoamento toma características não turbulentas.

Na equação (III.33) dispõe-se de elo de ligação entre os fenômenos térmicos e mecânicos de maneira explícita. Acontece, entretanto, não se conhecer nenhum método ou expressão matemática que determine seu valor para cada estabilidade e local. Além do mais existem apenas componentes verticais dos parâmetros em estudo. Em consequência, somente componentes, ao longo da altura, poderão ser determinados. Isto fará com que, mesmo dispondo de meios matemáticos para determinar os diversos  $\gamma$ , a relação entre  $K_H$  e  $K_M$  será mal determinada devido a falta de medições nas outras direções do espaço. Os valores de  $K_H$  e  $K_M$  são sensíveis a pequenas variações na direção do vento e a possíveis advecções de propriedades térmicas de locais mais "quentes" ou mais "frios", devido a diferentes reflectâncias radiativas do solo sobre o campo de experimentos.

É possível, então, uma componente horizontal de  $K_H$  tornar-se algumas vezes maior ou menor que a vertical. Num caso destes, poder-se-ia ter falsa característica de difusão térmica ou mecânica, quando baseados só numa direção do espaço.

### 3.12 - RELAÇÃO DE $K_H/K_M$ COM $L'$

Pela equação (III.21) e (III.22) é possível escrever

$$L = \frac{K_M}{K_H} L' \quad (III.34)$$

É evidente que ao dispor de  $L'$  e de  $K_H/K_M$  fica fácil chegar-se ao fluxo de calor sensível (H) pela definição de L de Monin-Obukhov (II.16). É claro, então, que os perfis de temperatura e de vento estão relacionados com o fluxo de calor sensível. Ou, ainda, seria admissível dizer que  $K_H/K_M = L'/L$ . Portanto,  $K_H/K_M$  é função de uma temperatura característica da camada, dos gradientes de temperatura e de vento e da aspereza da superfície.

### 3.13 - FORMA FUNCIONAL DE $K_H/K_M$

Em vista do exposto acima propõe-se que  $K_H/K_M$  poderá ser determinado, a qualquer estabilidade e a qualquer nível da atmosfera turbulenta, a partir de  $L'$  ou  $\ell$ . A utilidade e validade desta expressão de  $L'$  será verificada e aprovada pelos resultados de dados analisados; por



enquanto fica apenas sendo uma proposição.

$$K_H/K_M = \exp(D_0) - \sum_{k=1}^N \frac{[f_i(D/\ell)]^k}{k!} \quad (\text{III.35})$$

onde  $k = 1, 2, 3, \dots, N$ ;

O valor de  $N$  depende da estabilidade e da precisão desejada.

$$f_i(D/\ell) = \frac{\pm D_{i+1}}{\ell} \exp(\mp D/\ell) \quad (\text{III.36})$$

O índice  $i$  se refere a alturas. A altura média da camada onde ser determinada  $K_H/K_M$  será calculada pela relação

$$D = \exp \left[ \frac{\ln D_{i-1} + \ln D_{i+1}}{2} \right] \quad (\text{III.37})$$

$D_{i-1}$  e  $D_{i+1}$  são alturas de planos horizontais equidistantes aos planos  $D_i$  em que foram tomadas médias de vento, Figura III.18.  $D_0$  é uma constante arbitrária que foi determinada, por enquanto, igual a 0,3. Agora para resolver a equação (III.33) calcula-se antes o valor dos diversos  $\gamma$  em termo de  $L'$  que se propõe por tentativas como solução da equação, e em seguida a equação. Portanto, ao determinar  $L'$ , agora, dispondo do vento a três níveis, tem-se muito mais informações físicas para calcular o fluxo de calor sensível ( $H$ ).

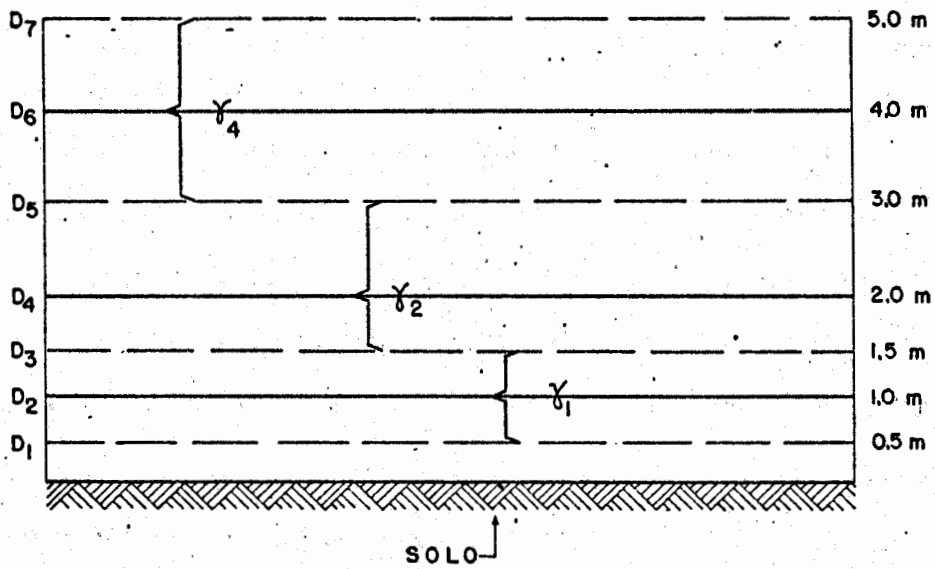


Fig. III.18 - Modelo para determinar  $K_H/K_M$  a partir da medição do vento a três níveis.

### 3.14 - DIFICULDADE NA DETERMINAÇÃO DE L'

A dificuldade principal na determinação de  $L'$  tanto pela equação (III.16) quanto pela (III.33) está em sua extrema sensibilidade a pequenos erros na razão de ventos  $A_0$ . Como exemplo veja-se a Figura III.1 na qual é mostrada a relação existente entre a razão  $A_0$  e a extensão característica  $L'$ . Observa-se que há um pequeno intervalo de valores de  $L'$  no qual a sensibilidade da equação é menor a pequenos erros na determinação de  $A_0$ . Na camada de (1-4) metros o intervalo vai de mais ou menos -3 a + 3 metros, geralmente com ventos fracos e por isso mesmo a hipótese da extensão de mistura não é muito satisfatória para estudo dos processos convectivos. Além do mais, observa-se que na solução das equações (III.16) ou (III.33), por métodos numéricos, neste intervalo a convergência para o valor procurado é muito rápida, se for dado um incremento grande à variável, corre-se o risco de não entrar no intervalo de soluções admissíveis. Neste mesmo intervalo de valores de  $L'$  tem-se outra dificuldade na escolha do erro permitido na solução da equação. Verificou-se que, em alguns casos, quando foi admitido um erro de 0,002 na solução da equação, o fluxo de calor calculado vinha superavaliado ou subavaliado em 30%. Ao se passar a um erro admissível de 0,008, obtinha-se valores de fluxos de calor quase que idênticos aos medidos. Isto reforça a idéia de se preparar uma Tabela de soluções de  $L'$  em relação ao  $A_0$ . Daí, a partir destas soluções previstas, determina-se outros parâmetros.

No intervalo de 3 a 20 metros obtêm-se resultados sem grandes dificuldades. De 20 metros a valores excessivamente grandes, volta-se a ter outro tipo de dificuldade que é inerente a correta medição dos ventos. Pequeníssimas variações na determinação de  $A_0$  pode causar valores de  $L'$  três ou quatro vezes maiores. Quando se usam camadas mais espessas este problema diminui proporcionalmente.

### 3.15 - SOLUÇÕES DA EQUAÇÃO (III.33)

A equação (III.33) foi aplicada aos 76 grupos de dados da Tabela III.1. Estes dados foram selecionados aleatoriamente antes de se começar este trabalho.

Em primeiro lugar fez-se na equação (III.33) todos os  $\gamma\gamma$  iguais a unidade, quer dizer, obteve-se a equação de Swinbank (III.16). Os fluxos de calor determinados a partir de sua solução aparecem na coluna 1 de resultados da Tabela III.4, que também mostra os fluxos de calor medidos, coluna 2. Na coluna 3 da mesma tabela apresentam-se os fluxos de calor sensível calculados a partir das soluções da equação (III.33) através da determinação dos diversos  $\gamma\gamma$  pela função (III.35) com os sinais (1) a seguir

$$f_i (D/\ell) = \frac{D_{i+1}}{\ell} \exp(-D/\ell) \quad (III.38)$$

Na coluna 4 da Tabela III.4 são ainda mostrados os fluxos de calor com os  $\gamma\gamma$  determinados pela função (III.35) com os sinais (2)

$$f_i(D/\ell) = - \frac{D_{i+1}}{\ell} \exp(D/\ell) \quad (\text{III.39})$$

Nas colunas 5, 6 e 7 estão os valores de  $\gamma$  respectivamente nas alturas  $D_2$ ,  $D_4$  e  $D_6$  ou seja, 1, 2 e 4 metros. O índice entre parênteses depois do valor de  $\gamma_4$ , refere-se aos sinais (1) ou (2) das funções (III.38) ou (III.39). Um asterisco ao lado de um fluxo de calor significa ser este o fluxo calculado mais próximo do valor medido. Um sinal de interrogação lança dúvidas sobre a correção das soluções obtidas ou sobre o valor medido dos fluxos de calor sensível. Dois asteriscos ao lado da coluna 7 mostram que os  $\gamma\gamma$  determinados não variam mais que 10% entre o nível inferior e o mais alto da camada. Onde não foi possível nenhuma solução plausível para os dados processados, colocaram-se asteriscos.

O critério adotado para escolher a melhor solução da equação (III.33), quando se faz  $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_4 = 1$  ou quando os  $\gamma\gamma$  são determinados pelas funções (III.38) ou (III.39), foi pelo valor do fluxo de calor calculado mais próximo do medido.

Baseado neste raciocínio, imediatamente surge a superioridade da equação (III.33) sobre (III.16) na determinação dos fluxos de calor, a partir apenas do perfil da velocidade do vento. Na Tabela III.4 encontram-se 14 soluções ( $H_5$ ) selecionadas para a equação (III.16). Pela

equação (III.33) através da função (III.35) obtem-se 27 soluções H(1) e 10 H(2). Portanto, 37 soluções foram possíveis, pela hipótese formulada neste trabalho, contra apenas 14 da equação (III.16). Além do mais, as 14 soluções obtidas pela equação (III.16) poderiam ser incorporadas ao grupo de H(2), visto que os valores determinados na coluna de H(2) são bem próximos aos da coluna  $H_S$ , pela equação (III.16) de Swinbank; talvez se se solucionasse melhor e com mais precisão a equação (III.33), a equação (III.16) fosse uma solução particular, quando as razões de coeficientes permanecem constantes dentro de toda a camada na qual se termina L'. Em alguns casos, embora se tenha mostrado solução das equações não foram fornecidos valores de  $\gamma$ , visto que as soluções obtidas são duvidosas.

Foi surpreendente notar que se encontrou três componentes diferentes para  $\gamma$ . Há casos em que  $\gamma$  permanece praticamente constante com a altura dentro da camada em estudo, (1-4) metros. Há casos em que  $\gamma$  cresce com a altura e um terceiro caso em que  $\gamma$  decresce com a altura. Em nenhum caso, porém, o plano ( $\gamma = 1$ ), que separa dois regimes turbulentos esteve abaixo do nível de 1m. Em muito casos está abaixo do nível de 4m de altura. Casos há, nos quais  $\gamma$  cresce com a altura e outros em que decresce, indicando haver predominância, nos níveis mais altos ora da turbulência mecânica ora da térmica. O decrescimento ou crescimento de  $\gamma$  com a altura vai depender do número de Reynolds. Uma relação entre o número de Reynolds e o fluxo de calor sensível ( $H_M$ ) com a variação de  $\gamma$  na vertical, poderá ser objeto de estudos posteriores.

Existem alguns fluxos de calor medidos que têm sinal o posto aos determinados por qualquer tipo de solução apresentada. Sendo que as coluções apresentadas são mais ou menos da mesma ordem de magni tudes (ver dados 30, 35, 38, 39, 62 e outros). Estes casos deixam sêria dūvida a respeito da correção dos fluxos medidos (geralmente perto da neutralidade) ou do perfil de vento.

Na Tabela III.5 são mostrados alguns valores de  $\gamma_1$  em re lação a  $(-z/L)$ . Verfica-se que  $\gamma_1$  cresce com a instabilidade maior (maior convecção), isto é, o coeficiente  $K_H > K_M$ .

Na Tabela III.6, soluções estāveis, perto da neutralida de tambem se observam os  $\gamma\gamma$  crescendo com a estabilidade em ascensāo. Taylor (1960) trabalhando com dois grupos de dados, de Rider (1954) e de Swinbank (1955), encontrou resultados similares para  $\gamma$  usando mētodo de regressāo.

TABELA III.5

ordem	$-z/L$	$\gamma_1$
49	0,0450	1,366(1)
31	0,1547	1,404(1)
07	0,2050	1,420(1)
13	0,2935	1,447(1)
14	0,3289	1,458(1)
15	0,3591	1,466(1)

TABELA III.6

ordem	+z/L	$\gamma_1$
50	0,0572	1,371(2)
33	0,1078	1,388(2)
17	0,1187	1,392(2)
76	0,1702	1,409(2)

TABELA III.7

	Rider	Swinbank	Monin-Obukhov
Convecção forçada	1,2	0,76	****
Convecção livre	1,67	1,35	1,31
Inversão	1,84	0,99	****

A Tabela acima mostra um sumário de resultados publicado por Taylor (1960).

TABELA III.8

ordem	+z/L	$\gamma_1$
57	0,0175	1,343(2)
62	0,3947	1,179(1)



TABELA III.9

ordem	-z/L	$\gamma_1$
68	0,0210	1,342(2)
10	0,3947	1,179(2)
01	0,4345	1,160(2)
08	0,4751	1,140(2)
03	0,6062	1,081(2)

Na Tabela III.7 verifica-se que os valores mais elevados, encontrados por Taylos (1960) correspondem a atmosfera estável, enquanto que os mais baixos estão na neutralidade (dados de Rider). Ao passo que, com os dados de Swinbank (1955), continua sendo na proximidade da neutralidade que se encontram os valores mais baixos. É necessário dizer que os dados de Rider, usados por Taylor, foram tomados a níveis acima do solo entre (0,15-2,00) metros e os de Swinbank entre (0,5-32,00) metros de altura. Portanto, é de se esperar, nos níveis mais altos, valores menores para  $\gamma$ , de acordo com a solução de sinal (2) aplicada a instabilidade. Nisto há lógica, se se comparar os valores de  $\gamma$  determinados por Taylor com dados de Rider e Swinbank, na convecção forçada (perto da neutralidade) e livre (instabilidade). Cotejando os resultados de Taylor para inversão, encontra-se ainda que  $\gamma$  deve decrescer com a altura (soluções de sinal (1) na Tabela III.4. Os resultados de Taylor, com dados de Rider, indicam nos níveis mais baixos, os maiores valores de  $\gamma$  na inversão; na Tabela III.6 tem-se também que com maior estabilidade  $\gamma$

será maior, em evidente contradição com os resultados fornecidos por Taylor na Tabela III.7 e com os resultados deste trabalho, Tabela III.8. Na Tabela III.7, vê-se que os dados de Swinbank fornecem os maiores valores de  $\gamma$  na convecção livre (instabilidade). Pela Tabela III.5 também se tem valores maiores de  $\gamma$  na atmosfera instável. Businger et al. (1971) conclue que  $\gamma$  na neutralidade vale 1,35 e decresce suavemente em condições estáveis (de acordo com resultados de Taylor na coluna de Swinbank e com os deste trabalho, Tabela III.8) e cresce fortemente com a instabilidade maior (de acordo com resultados de Taylor e com o deste trabalho, Tabela III.5). Taylor ainda calculou  $\gamma$  na convecção livre ( $[z/L] > 0,03$ ) usando dados de Monin-Obukhov. Encontrou o valor 1,31, não muito diferente dos determinados neste trabalho, (Tabela III.5 e III.9). Taylor termina sua análise afirmando que as discrepâncias nos resultados encontrados pelos dados de Rider são inerentes às observações e não a seu método de análise.

### 3.16 - CONCLUSÕES

A hipótese de Swinbank sobre a existência de fluxo de calor sensível (H) e tensão ( $\tau$ ) constantes na camada turbulenta, parece verificar-se somente para camada pouco espessa. Entretanto, sua hipótese é bem sucedida em estabelecer possibilidade de determinar o fluxo de calor sensível a partir de indicações do vento em três níveis. Sua falha principal foi assumir  $K_H/K_M$  unitário. Esta última assunção o levou a admitir um modelo de camada turbulenta na qual os efeitos térmicos e

$K_H = K_M$  a turbulência mecânica domina a térmica e as flutuações convectivas perdem importância.

3) Haverá uma camada de  $K_H$  máximo. Sua altura vai depender da magnitude do fluxo de calor sensível e do número de Reynolds. Provavelmente é na neutralidade que mais se aproxima do solo.

## CAPÍTULO IV

### DETERMINAÇÃO DO PARÂMETRO DE MONIN-Obukhov

#### 4.1 - INTRODUÇÃO

Webb (1970) tomou a equação (II.29) e a integrou entre dois níveis de altura a e b e dividiu cada lado por  $\ln b/a$ .

$$\frac{u_b - u_a}{\ln b/a} = \frac{u_*}{k} \left[ 1 + \frac{\alpha}{L} \frac{b - a}{\ln b/a} \right] \quad (\text{IV.1})$$

onde  $u_b$  e  $u_a$  se referem ao vento nos níveis a e b. Fazendo

$$\frac{u_b - u_a}{\ln b/a} = y_1 \quad \text{e} \quad \frac{b - a}{\ln b/a} = x_1 \quad (\text{IV.1a})$$

pode-se escrever (IV.1) da forma

$$y_1 = \frac{u_*}{k} \left[ 1 + \frac{\alpha}{L} x_1 \right] \quad (\text{IV.2})$$

por esta fórmula pode-se determinar o valor do coeficiente de Monin e Obukhov e estudar a validade da equação (II.29) para certo intervalo de variação do número de Richardson.

Da equação (IV.2) tem-se que a reta corta o eixo vertical ( $x_1 = 0$ ) em  $u_*/k$  e o eixo horizontal ( $y_1 = 0$ ) em  $-L/\alpha$ . Daqui tem-se

que se o valor de  $L$  for conhecido numa ocasião particular, então o co  
eficiente  $\alpha$  poderá ser estimado.

$$\alpha = - L/I \quad (IV.3)$$

onde  $I$  é a interseção da reta no eixo horizontal.

Contudo,  $L$  não é inicialmente conhecido mas o parâmetro de estabilidade  $R_i$  é facilmente obtido a partir das medidas dos perfis de vento e temperatura. Então pode-se reescrever a equação (IV.3) em ter  
mos de  $R_i$  e de  $I$  para calcular  $\alpha$ .

Assumindo que os perfis de vento e temperatura permanecem similares em todo o intervalo de variação de  $R_i$ , tem-se, consequentemente, uma equação para o perfil de temperatura que é semelhante a do per  
fil de vento dada em (II.29).

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = - \frac{T_*}{kz} \left[ 1 + \alpha \frac{z}{L} \right] \quad (IV.4)$$

onde  $T_*$  é definido pela equação (II.2). Assim tem-se de (IV.4) e de (II.29) que

$$R_i = \frac{z}{L} \left[ 1 + \alpha \frac{z}{L} \right]^{-1} \quad (IV.5)$$

esta equação poderá fornecer, fazendo-se a substituição de  $\alpha/L$ , partin

do de (IV.3)

$$L = \frac{z}{R_{iz} (1 - z/I)} \quad (IV.6)$$

da qual L pode ser avaliado. Finalmente, inserindo a equação (IV.6) em (IV.3) dá a expressão para determinar  $\alpha$  a partir de  $R_{iz}$  e de I

$$\alpha = \frac{z}{R_{iz} (z - I)} \quad (IV.7)$$

onde  $R_{iz}$  se refere ao número de fluxo de Richardson no nível de altura z. A altura z será estimada por média geométrica que neste caso é uma boa interpolação na escala logarítmica do gráfico. O valor I será determinado por regressão.

Da equação (IV.2) pode-se ainda escrever que a velocidade de fricção é dada por

$$u_* = kJ \quad (IV.8)$$

onde J é a interseção da reta no eixo vertical e k é a constante de von Kármán (0,4).

#### 4.2 - RESULTADOS

Na Tabela IV.1 estão apresentados os resultados das equações precedentes, aplicadas entre os níveis (1-4) metros, a diversos grupos de dados; os mesmos empregados na análise do Capítulo III. A sequência de apresentação dos resultados é pelo valor de  $-z/L$  decrescente.

Os coeficientes da reta de regressão da equação (IV.2) estão mostrados nas colunas 1 e 2, assim como o valor de  $I$ , interseção da reta no eixo horizontal, na coluna 3. Nas colunas 4 e 5 aparecem respectivamente os valores de  $L$  e  $\alpha$  determinados pelas equações (IV.6) e (IV.7). O número de fluxo de Richardson e a razão  $z/L$ , para facilitar comparação, são dados nas colunas 6 e 7. Nas colunas 8 e 9 são apresentadas, para imediata comparação, as velocidades de fricção calculadas respectivamente pela relação (III.27), sugerida por Swinbank e pela regressão (Eq. IV.8). Usando a velocidade de fricção dada pela equação (IV.8), o fluxo de calor sensível ( $H_w$ ) foi determinado pela expressão (III.10) e apresentado na coluna 10 da Tabela IV.1, enquanto que na coluna 11 encontram-se os fluxos de calor medidos.

A equação (IV.2) foi aplicada a 12 diferentes combinações de níveis. Foi evitado combinar os níveis (0,5-1), (0,5-2), (8-16) metros; porque os níveis mais baixos estão sujeitos a erros na medição dos ventos, enquanto que, entre 8 e 16 metros o gradiente de vento é muito pequeno. Nestes casos a determinação de  $y_1$  através da equação





(IV.1a) fica provavelmente incorreta. Ao todo obtiveram-se 12 pontos sobre os quais foi feita a regressão com o fim de se determinar os diversos parâmetros de interesse. Sem dúvida regressão baseada em poucos pontos estará sujeita a tendências estranhas a maioria dos pontos se alguns poucos deles contiverem a mesma espécie de erro. Neste caso, em particular, a reta de regressão é praticamente horizontal em grande número de casos; este fato, talvez o mais prejudicial a todo o trabalho. Normalmente a interseção da reta se dá, no eixo vertical, a um valor entre (0,3) e (1,0) metros e no horizontal a grande maioria dos valores estão entre 20,0 e 80,0 metros; em alguns casos, perto da neutralidade, o valor de  $I$  chegou a ser várias vezes maior do que 100 metros.

O melhor julgamento dos resultados obtidos a partir da regressão é pelo fluxo de calor determinado através de  $u_*$  e  $L$ . Como foi visto e discutido no Capítulo III, Swinbank, ao fazer na equação (III.29) a razão dos coeficientes  $K_H/K_M$  unitária, assumiu implicitamente a similaridade dos perfis. Por conseguinte, deverá haver algumas semelhanças entre os resultados obtidos das equações de Swinbank e da regressão. Na Tabela IV.1 da regressão, coluna 10, verifica-se que os fluxos de calor calculados são razoavelmente coerentes com os medidos, havendo um afastamento máximo de 300%, para fluxos superiores a  $10\text{mw/cm}^2$ , na atmosfera instável. Na atmosfera quase neutra a coerência entre fluxos medidos e calculados é bem melhor, (Figura III.17-B). Na Figura III.17-A verifica-se que há melhor correlação entre fluxos de calor, obtidos pelas equações de Swinbank, níveis (0,5-2-16) metros. Mesmo sendo

o melhor resultado, ainda não pode ser comparado com os resultados da Ta bela IV.1 porque corresponde a níveis diferentes e provavelmente o flu xo de calor ( $H$ ) não é constante com a altura. Por estes resultados é permitido concluir que a hipótese de Swinbank funciona melhor em atmos fera fortemente instável e a similaridade, juntamente com a regressão, dá melhores resultados perto da neutralidade.

Provavelmente entre (0,5-16) metros, na forte instabili dade, a razão  $K_H/K_M$  permanece com valores mais ou menos da mesma ordem de magnitude nos extremos da camada. O valor de  $K_H$  máximo estaria num ní vel intermediário. Esta poderá ter sido a causa de se obter resultados satisfatórios somente com forte instabilidade. Nos casos perto da neu tralidade provavelmente o a razão  $K_H/K_M$  tem valor muitas vezes maior nos níveis inferiores do que no de 16 metros. Por causa disto se torna sem sentido usar a equação de Swinbank.

Agora surge uma pergunta, como seria possível, mesmo as sumindo similaridade de perfis, que se tenha melhores resultados a par tir da regressão?

Nas equações de Swinbank os fluxos de calor foram obti dos a partir de perfil de vento, somente, ao passo que, na regressão to do o cálculo foi baseado no perfil de vento e temperatura. Há, portanto, neste último processo, muito mais informações físicas sobre o estado da atmosfera que na hipótese de Swinbank. Evidentemente existe uma relação

mais explícita entre fluxo de calor e gradiente de temperatura do que entre fluxo de calor e gradiente de vento. Certamente será devido a este fato que pela regressão e similaridade os resultados são melhores. Além dos mais, perto da neutralidade, a razão  $K_H/K_M$  não deve variar muito com a altura. O número de fluxo de Richardson é pequeno perto da condição neutra; ao ser multiplicado por razão  $K_H/K_M$  igual a unidade ou 30% maior, não causarã tanto erro na determinação do fluxo de calor, visto que o número de processamentos será mais reduzido e simplificado do que pelo caminho seguido na hipótese de Swinbank. Ao aplicar as equações desenvolvidas neste trabalho, Capítulo III, e as apresentadas por Swinbank, a propagação dos erros é praticamente incontrolável e difícil de ser estimada.

#### 4.3 - PARÂMETRO $\alpha$

As discussões em torno do parâmetro  $\alpha$  têm sido muito extensas e contraditórias. Há quem defenda ser este uma constante ou pelo menos deveria ser. Deacon (1962) estimou ser igual a 4 no ar instável, Panofsky, Blackader e McVehil (1960) acharam 4,5 e Taylor (1960) 6. No ar estável McVehil (1964) recomenda o valor 7. Enquanto que Monin e Obukhov determinaram valor 0,6 experimentalmente.

Na Figura IV.1 apresentam-se valores de  $\alpha$  contra os valores de  $(-L)$  previstos pelas equações de Swinbank (linha S cheia no gráfico). Na mesma Figura (linha tracejada W), tem-se o ajustamento de uma

curva para os valores de  $\alpha$  determinados através da regressão de Webb, Ta bela IV.1. O círculo em torno dos xx referem-se a valores perto da neutralidade. Pode-se verificar que  $\alpha$  cresce muito quando L cresce. Visto que o perfil de temperatura tornou-se importante na regressão (cálculo do número de Richardson,  $R_i$ ), seu efeito sobre o cálculo de  $\alpha$  se fez sentir claramente em alguns perfis, que produziram valores de  $\alpha$  muito baixos. Ao passo que pela previsão das equações de Swinbank deveria haver valores baixos de  $\alpha$  somente com valores pequenos de L. Evidentemente deve ter havido pequenas diferenças na medição dos gradientes de temperatura perto da neutralidade. Se, por exemplo, uma diferença de temperatura entre (1-4) metros foi medida  $0,02^{\circ}\text{C}$  enquanto que seu valor correto seria  $0,01$ , já haveria de imediato, uma determinação de  $\alpha$  (Eq. IV.7) duas vezes menor do que haveria de ser esperado. Este argumento se justifica pelo fato de não se verificar valores altos de  $\alpha$  para valores relativamente grandes de  $R_i$  (forte gradiente de temperatura).

Em conclusão, pode-se afirmar que  $\alpha$  é excessivamente sensível a erros nas medidas e seu intervalo de variação na atmosfera instável é extenso. Além do mais, na instabilidade seu valor parece ser sempre positivo. Na Figura IV.2 (linhas cheias) plotaram-se os valores de  $\alpha$  contra  $z/L$  em qualquer estabilidade, conforme previsão das equações de Swinbank. Os mesmos pontos plotados na Figura IV.1 se encontram na Figura IV.2 e mais seis casos estáveis. A linha tracejada, na instabilidade, corresponde a um ajuste, a olho, dos valores plotados. No setor estável não se tentou ajustar os poucos pontos existentes. É intel

ressante notar que as equações de Swinbank prevêm para atmosfera estável um pequeno intervalo de valores positivos de  $\alpha$  e um grande de negativos. Desde que, Swinbank também tenha assumido similaridade de perfis, de certo modo, se justificam os valores negativos encontrados. Taylor (1960), ao analisar uma série de perfis instáveis, estabeleceu intervalos de variação da razão adimensional  $z/L$  no qual pode-se tomar um valor do parâmetro  $\alpha$  que seja representativo. A seguir apresentam-se alguns destes intervalos, segundo Taylor (1960).

TABELA IV.2

$0,03 < [z/L] \leq 0,1$	$\alpha = 1,1$
$0,1 < [z/L] \leq 0,5$	$\alpha = 0,4$
$0,5 < [z/L]$	$\alpha = -0,1$

Deste número de intervalos e valores, pode-se verificar que  $\alpha$  decresce com a instabilidade crescente e cresce rapidamente para perto da neutralidade. Pelas predições das equações de Swinbank também é possível montar um quadro de valores semelhantes ao de Taylor (dados experimentais), conforme a Figura IV.2.

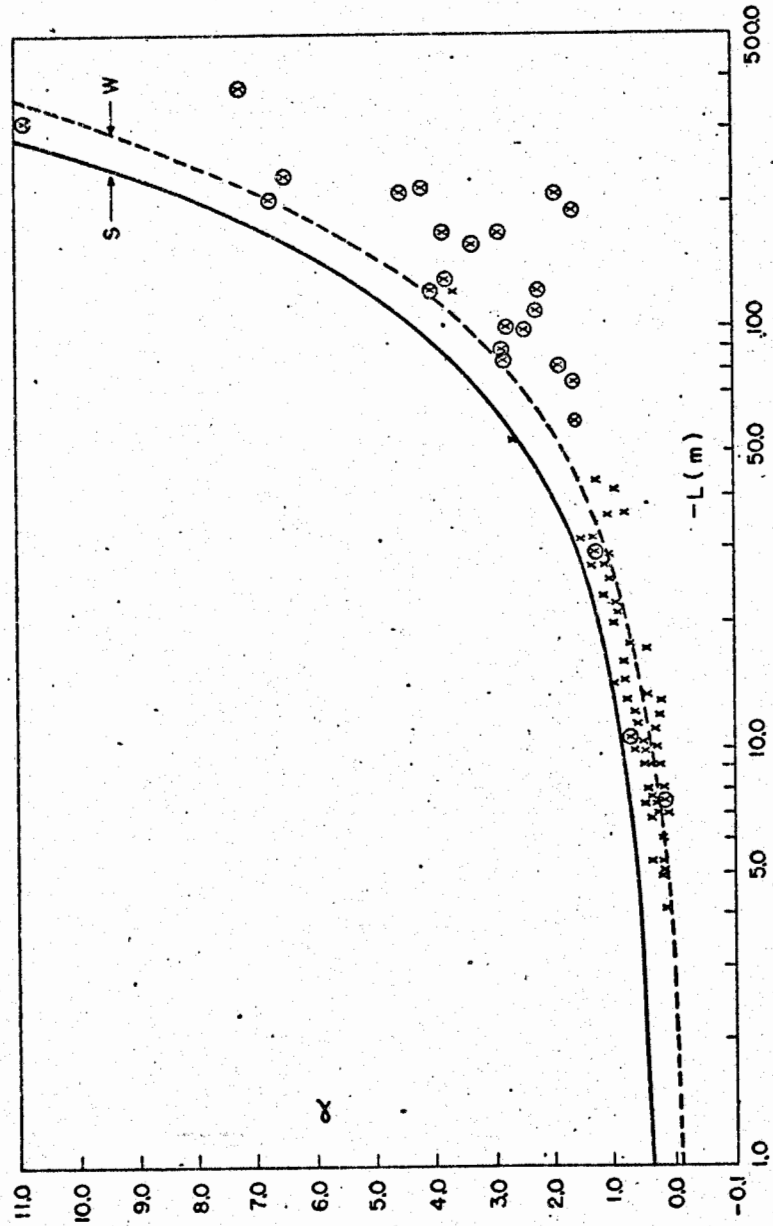


Fig. IV.1 - Relação entre a extensão  $L$  e o parâmetro  $\alpha$  determinado pelo método Webb em comparação com a previsão das equações de Swinbank.

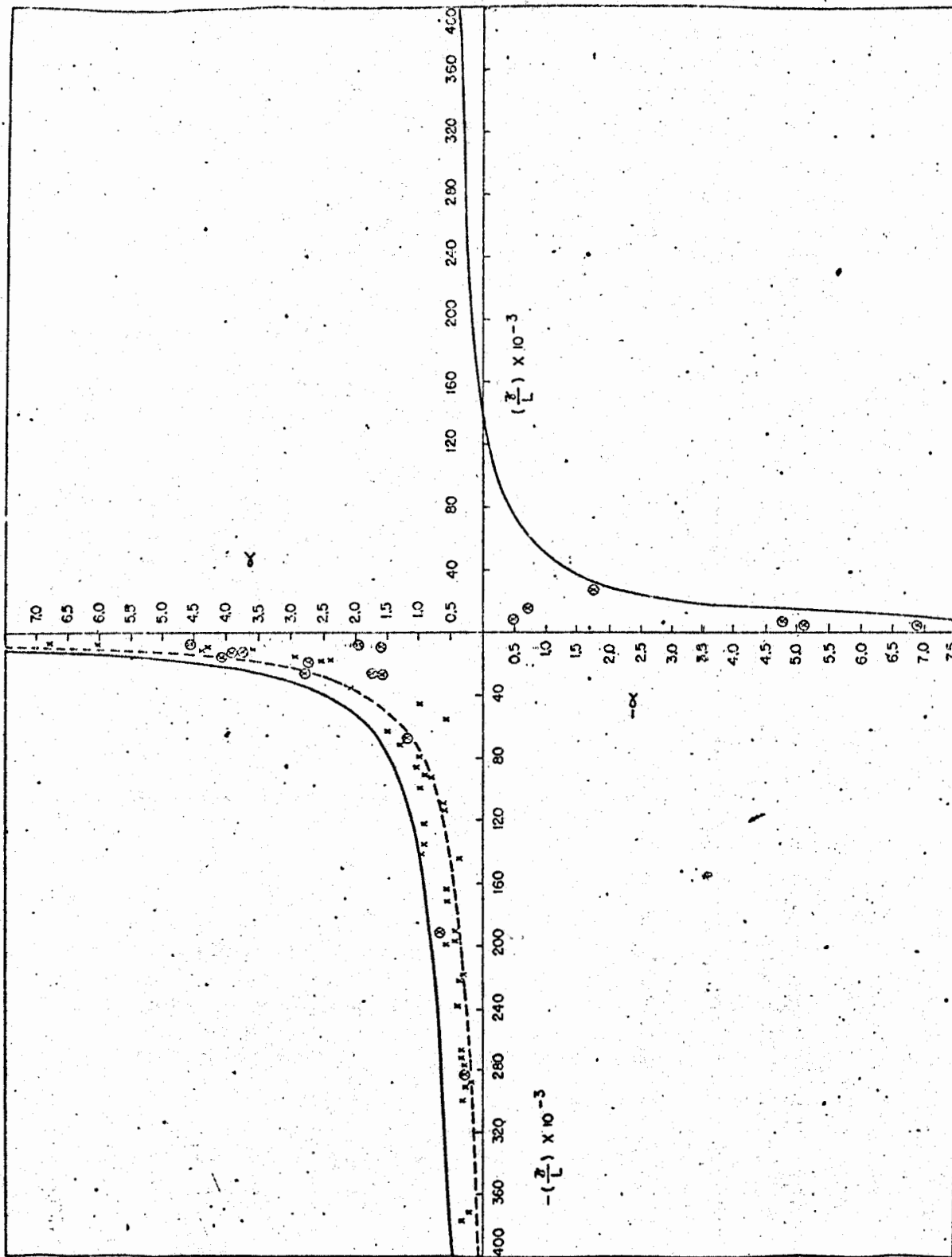


Fig. IV.2 - Relação de  $\alpha$  com a estabilidade de acordo com previsão das equações de Swinbank e resultados obtidos através da solução de Webb.

TABELA IV.3

$0,03 < [z/L] \leq 0,1$	$3,0 \leq \alpha \leq 1,0$
$0,1 < [z/L] \leq 0,5$	$1,0 \leq \alpha \leq 0,6$
$0,5 < [z/L] \leq 5,0$	$0,6 \leq \alpha \leq 0,1$

Evidentemente a magnitude de  $\alpha$  previsto não coincide com a de Taylor nes ta Tabela. Mas, fica evidente haver o mesmo tipo de variação nos valo res medidos por Taylor.

Para completar a análise de  $\alpha$  toma-se a Figura IV.3, que relaciona o número de fluxo de Richardson ( $R_i$ ) com a extensão caracte r rística L, prevista pelas equações de Swinbank. Determina-se L pela e quação (III.16) entre os níveis (1-4) e (1-8) metros, verifica-se que para uma camada de espessura maior, com o número de fluxo  $R_i$ , tem-se va lor de L também maior. E se se examinar a Figura IV.4 será visto que  $\alpha$  também cresce com a camada de espessura maior.

Concluindo, pode-se afirmar que provavelmente  $\alpha$  será fun ç ão da estabilidade e de certa forma, também da espessura da camada at m osférica em estudo. Por isso fica difícil comparar resultados neste trabalho com os de outros pesquisadores. Talvez o valor muito baix o (0,6) obtido por Monin-Obukhov em sua análise foi devido ao fato de te rem trabalhado com camada muito instável entre os níveis de (0,5-2) me



tros. Outros pesquisadores, obtiveram valores mais elevados, Taylor por exemplo, valores em torno de 11, usaram camadas pouco espessas e condições atmosféricas não muito distantes da neutralidade. Outro fator que concorre para aumentar exageradamente o valor de  $\alpha$  é usar o nível mais baixo muito próximo à superfície do solo. Taylor, por exemplo, trabalhou com dados de Rider (1954) para os níveis de (2), (1,5), (1,0), (0,75), (0,375), (0,25) e (0,15) metros de altura. Como se vê os dados de Rider foram observados em níveis bem mais baixos e por conseguinte teve que trabalhar numa região de forte mistura onde prevalece, em geral, condições atmosféricas muito perto da neutralidade. Taylor forneceu a partir destes dados, os valores de  $\alpha$  conforme a Tabela IV.4 a seguir.

TABELA IV.4

	Rider	Swinbank
Convecção forçada	11,7 ± 1,5	6,1 ± 1,5
Convecção livre	0,85 ± 0,03	1,43 ± 0,14
Inversão	2,4 ± 0,3	5,8 ± 1,3

Como se vê, da Tabela anterior, os valores obtidos a partir dos dados de Rider são muito mais variáveis do que dos dados de Swinbank, camadas de espessura mais altas.

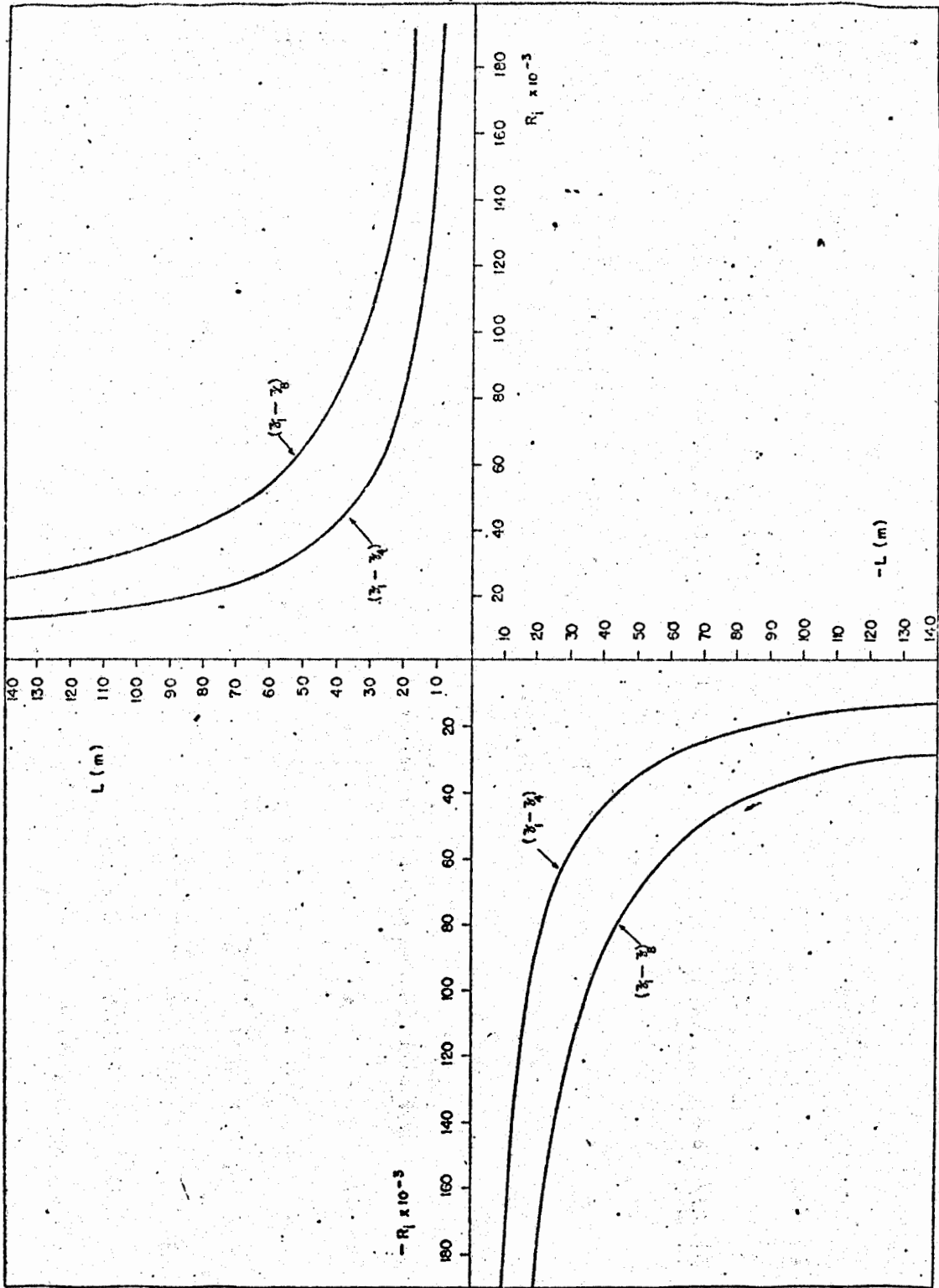


Fig. IV.3 - Dependência entre  $R_j$  e  $L$ .

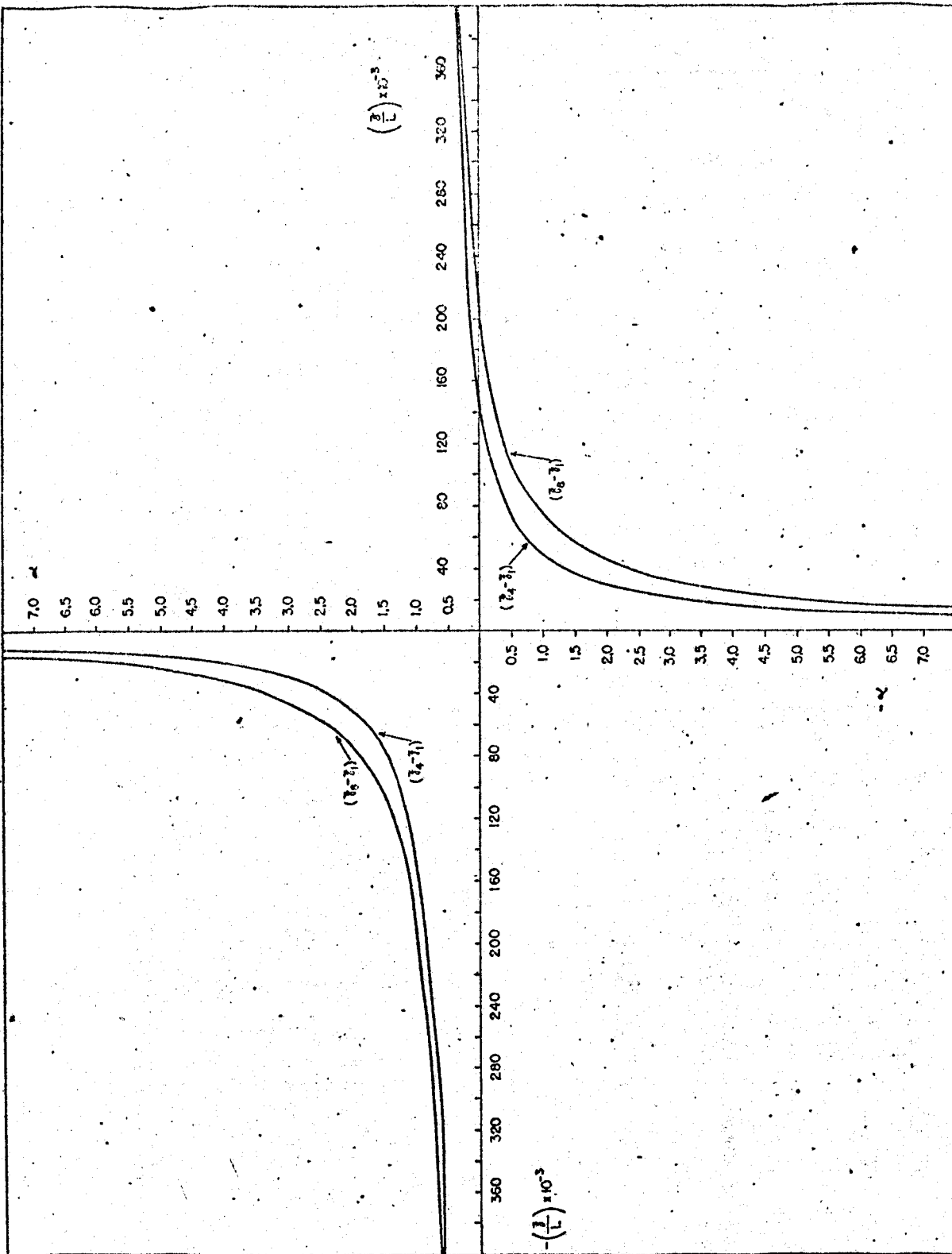


Fig. IV.4 - Relação de  $\alpha$  com a estabilidade.

As equações de Swinbank permitem prever-se estes resultados claramente. Veja-se Figura IV.5 onde há o valor de  $\alpha$  contra L determinado através de quatro combinações de três diferentes níveis. Observa-se logo que os valores de  $\alpha$  contra L crescem ou decrescem mais rapidamente quando este é determinado a partir de uma razão de vento que envolve o nível de (0,5) metros.

É interessante notar que Taylor, em seu trabalho, não tenha dito nada a respeito de tão grande variação de valores. Não fez nenhuma observação a respeito do efeito da altura e espessura das camadas. No entanto, conclue haver discrepâncias nos dois grupos de resultados, mas ele diz: "... *the discrepancies are inherent in the observations and are not merely consequent upon the present method of analysis ...*". Realmente seu método de análise não estava errado, porém, não poderia comparar resultados de dados diferentes, para diferentes alturas da camada turbulenta. Taylor prossegue em sua análise lançando dúvidas sobre a correção dos dados de Rider e termina por concluir que os resultados de dados de Swinbank são melhores e preferíveis.

Conclue-se, então, que  $\alpha$  é um parâmetro, depende da estabilidade, da altura da camada atmosférica e espessura. Valores de  $\alpha$ , determinados experimentalmente, só poderão ser comparados quando forem usados dados tomados sob as mesmas condições de espessura das camadas e alturas.

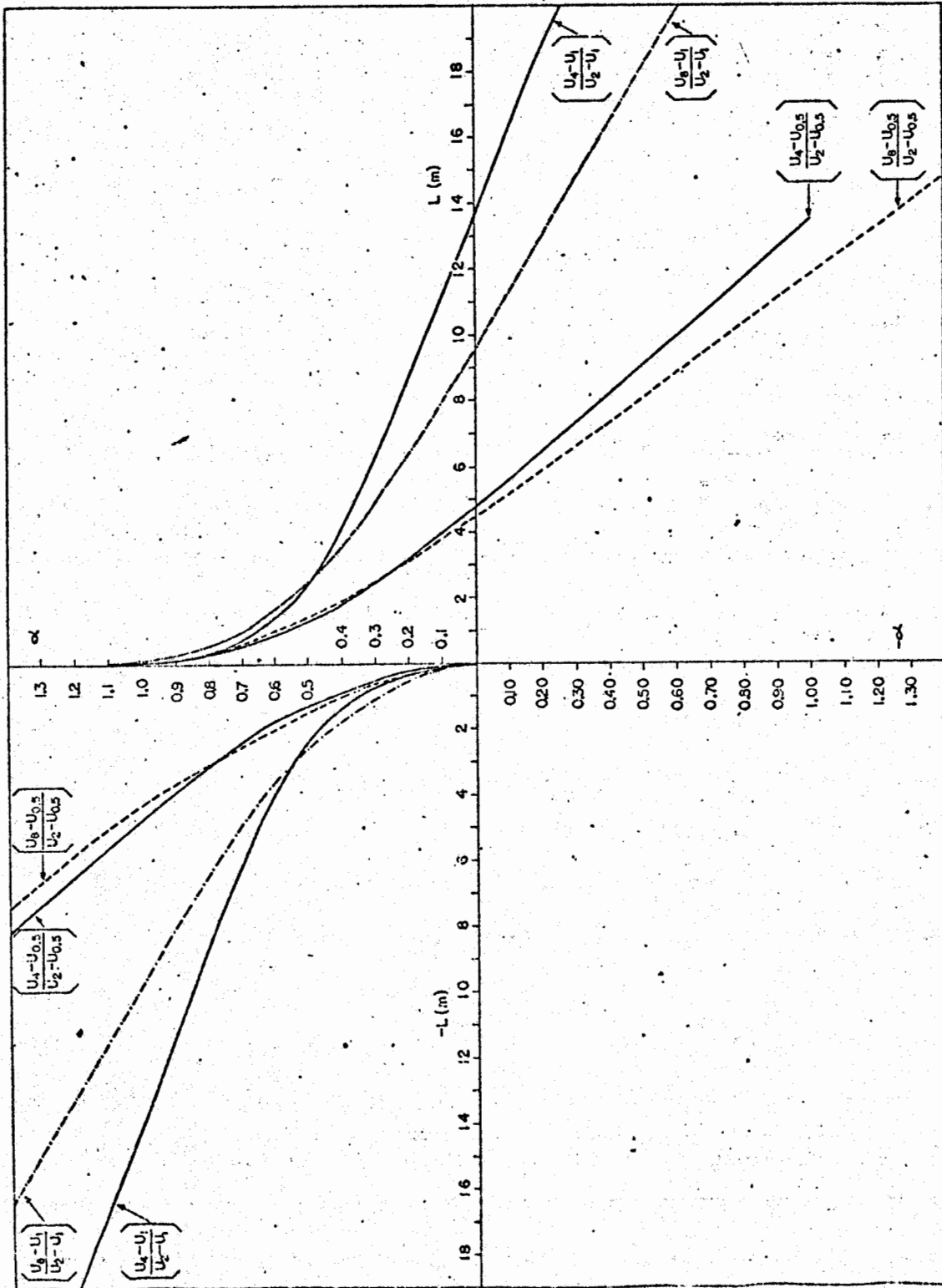


Fig. IV.5 - Variação de  $\alpha$  com  $L$  e a altura da camada.

## CAPÍTULO V

### CONCLUSÕES FINAIS

No Capítulo I é feita uma apresentação do interesse da Micrometeorologia no estudo do perfil do vento na camada turbulenta da superfície. Descreve-se sumariamente o modelo micrometeorológico para o estudo desta camada limite de ar de tão grande importância para os seres vivos. É na camada turbulenta que começam as grandes transformações do tempo. O estudo de turbulência na camada limite é muito complexo. Proeminentes pesquisadores nos países mais desenvolvidos dedicam-se a este estudo a mais de 30 anos e através da teoria da similaridade algumas características do escoamento turbulento já estão bem definidas.

Neste trabalho propõe-se verificar em que intervalo de estabilidade é válida a teoria de Monin-Obukhov e simultaneamente reexaminar a solução exponencial de Swinbank.

No Capítulo II é apresentada a teoria da similaridade de Monin-Obukhov aplicada a estudos de turbulência. São definidas quantidades de interesse através de parâmetros meteorológicos. As aproximações e hipóteses mais importantes são discutidas sob o ponto de vista meteorológico. Apresentam-se as condições necessárias para se formular um programa de medições micrometeorológicas, segundo Businger.

São mostradas relações universais propostas para os perfis de vento a qualquer estabilidade. Descrevem-se as relações KEYPS e os diversos estados atmosféricos onde estas se aplicam. Finalmente é discutida a expressão da função  $\phi_M(z/L)$  de Monin-Obukhov juntamente com os valores dos coeficientes do desenvolvimento de  $\phi_M(z/L)$  em série.

No Capítulo III é analisada a hipótese de Swinbank sobre o valor constante do fluxo de calor na camada turbulenta da superfície juntamente com a tensão cisalhante ( $\tau$ ). Conclui-se que dentro de um desvio de 10% é possível admitir-se que  $\tau$  seja constante com a altura. O fluxo de calor sensível, pelo contrário, apresenta-se bastante variável com a altura. Contudo isto, o perfil exponencial é válido pelo menos em condições atmosféricas fortemente instáveis, nas quais foram obtidos resultados bastante bons.

É feita nova integração da equação proposta por Swinbank para determinar o perfil exponencial do vento. Verificou-se que ele assumiu a razão dos coeficientes de difusão  $K_H/K_M$  igual a unidade. A nova equação do perfil do vento envolve agora o termo  $K_H K_M^{-1}$  e em lugar de se trabalhar com a extensão característica de Monin-Obukhov ( $L$ ) emprega-se a de Panofsky ( $L'$ ). A integração da nova equação do perfil exponencial do vento, a três níveis, contém agora três valores desconhecidos para  $\gamma$ , é portanto insolúvel. Para resolver esta equação (III.33), propõe-se um modelo de turbulência, na camada limite, de tal maneira que as razões dos coeficientes de difusividade possam ser expressos em ter

mos de  $z/L'$ , ou seja da estabilidade, (Eq. III.35). Com este modelo foi possível obter-se melhores resultados na atmosfera instável e perto da neutralidade. Ficou mais evidente a relação entre perfis de velocidade de vento e fluxo de calor sensível. Além disso, é possível melhor se compreender como variam os coeficientes de difusão turbulenta com a estabilidade e altura. Com este novo modelo se explicam os diferentes valores determinados para  $\gamma$  por diversos pesquisadores.

No Capítulo IV usou-se o método de regressão, proposto por Webb, na equação aproximada do perfil de Monin-Obukhov com o objetivo de se estudar o parâmetro  $\alpha$ . Chega-se a verificar que os valores de  $\alpha$  assim determinados são imensamente dependentes da estabilidade e da espessura da camada em estudo. Os valores calculados a partir de dados experimentais podem ser ajustados pelas equações de Swinbank. A grande diversidade de valores determinados e defendidos por seus autores, como sendo o mais provável de estar certo, pode ser interpretada com nova visão e enquadrada dentro de um intervalo de estabilidade qualquer.

Finalmente, perto da neutralidade verifica-se que a similaridade de perfis de temperatura e velocidade do vento funcionam adequadamente. Os fluxos de calor obtidos são bastante coerentes com os medidos, mas, em condições longe da neutralidade os perfis devem se afastar. Verifica-se ainda que é mais fácil obter fluxos de calor dispondo de perfis de temperatura e vento simultaneamente.



AGRADECIMENTOS

Somos imensamente gratos,

ao Dr. Fernando de Mendonça, Diretor Geral do INPE,  
pelo empenho em desenvolver a meteorologia em  
nosso país;

ao Dr. Luiz Gylvan Meira Filho, Diretor Científico,  
pelas facilidades que nos proporcionou para estudar;

ao Dr. Yelisetty Viswanadham, pela paciente orientação;

ao Dr. Ralf Gielow, pelos comentários.

À Sra. Sueli Aparecida de Godoi Guratti, pelo trabalho  
de datilografia e montagem. À Srta. Sonia M. Benavides  
e aos Srs. Hiram do Nascimento Freitas e Maurício de  
Andrade pelo trabalho dos desenhos.

REFERÊNCIAS

- BLACKADAR, A. K. - "The vertical distribution of wind and turbulence exchange in a neutral atmosphere". *J. Geophys. Res.*, 67: 3095-3102, 1962.
- BUSINGER, J. A. - "On the structure of the atmospheric surface layer". *J. Met.*, 12: 553-561, 1955.
- BUSINGER, J. A., WYNGAARD, J. C., IZUMI, Y. e BRADLEY, E.F. - "Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer". *J. Atmos. Sci.*, 28: 181-189, 1971.
- CRAWFORD, J. V. - "Moisture transfer in free and forced convection". *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 91: 18-27, 1965.
- DEACON, E. L. - "Vertical diffusion in the lowest layer of the atmosphere". *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 75: 89-103, 1949.
- DEACON, E. L. - "Aerodynamic roughness of the sea". *J. Geophys. Res.*, 67: 3167-3172.
- ELLIOTT, W. P. - "Daytime temperature profiles". *J. Atmos. Sci.*, 23: 678-681, 1966.
- ELLISON, J. H. - "Turbulent transport of heat and momentum from an infinite rough plane". *J. Fluid Mech.*, 2: 456-466, 1957.
- HINZE, J. C. - *Turbulence*. New York, McGraw-Hill, 1959. 586.
- JOHNSON, D. G. - "Velocity and temperature fluctuations measurements in a turbulent boundary layer down-stream of a stepwise discontinuity of wall temperature". *J. Appl. Mech.*, 3: 325.

- KAO, S. K. - "Turbulent transfer in the boundary layer of a stratified fluid". *J. Met.*, 16: 497-503, 1959.
- KAZANSKY, A. B. e MONIN, A. S. - "Turbulence in the inversion layer near the surface". *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Geofiz.*, 1:79-86, 1956.
- KONDO, J. - "Effect of radiative heat transfer on profiles of wind, temperature and water vapor in the atmospheric boundary layer". *J. Met. Soc., Japan, Ser.II*, 19: 75-94, 1971.
- LETTAU, H. H. e DAVIDSON, B. - *Exploring the Atmosphere First Mile*. New York, Pergamon Press, 1957.
- LUMLEY, J. L. e PANOFSKY, H. A. - *The structure of atmospheric turbulence*. New York, Inter-Science Pub., John Wiley & Sons Inc., 1964. 239.
- MCVEHIL, G. E. - "Wind and temperature near the ground in stable stratification". *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 90: 136-146, 1964.
- MONIN, A. S. e OBUKHOV, A. M. - "Basic relationships of turbulence mixing in the layer of the atmosphere". *Akad. Nauk. SSSR Trud., Geofiz. Inst.*, 24 (151): 163-187, 1954.
- MUNN, R. E. - *Descriptive micrometeorology*. New York, Academic Press, 1966. 245.
- NEUMAN, J. - "Richardson's number and the Monin-Obukhov wind profile". *J. Met.*, 18: 808-809, 1961.
- PANDOLFO, J. P. - "Wind and temperature for constant flux boundary in eddy conductivity to eddy viscosity ratio". *J. Atmos. Sci.*, 23: 495-502, 1966.
- PANOFSKY, H. A., BLACKADAR, A. K. e McVEHIL, G. E. - "The diabatic wind profile". *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 86: 390-398, 1960.

- PANOFSKY, H. A. - "An alternative derivation of the diabatic wind profile". *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 87: 109-110, 1961.
- PRIESTLEY, C. H. B. - "Convection from a layer horizontal surface". *Aust. J. Phy.*, 7: 176-201, 1954.
- \_\_\_\_\_. - "Free and forced convection in the atmosphere near the ground". *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 81: 139-143, 1955.
- \_\_\_\_\_. - *Turbulent transfer in the lower atmosphere*. Chicago, Univ. of Chicago Press, 1959. 130.
- REICHARDT, H. - *Principles of turbulent heat transfer*. NACA Tech. Mem. 1408, 1957.
- RIDER, N. E. - "Eddy diffusion of momentum, water vapor and heat near the ground". *Phil. Trans. Roy. Soc.*, London, 246: 481-501, 1954.
- SELLERS, W. D. - "A simple field derivation of the diabatic wind profile". *J. Atmos. Sci.*, 19: 180-181, 1962.
- SENDERIKHINA, I. L. - "On the relationships among the coefficients of turbulent momentum, heat and matter in the surface layer of the atmosphere". *Trudy. Glav. Geophys. Obs.*, 121, 1-23 (Tradução do Russo para Inglês pelo U. S. Department of Commerce, JPRS, 17, 229, 1963).
- SUTTON, O. G. - *Micrometeorology*. New York, McGraw-Hill Book Co., 1953. 333.
- SWINBANK, W. C. - *An experimental study of eddy transports in the lower atmosphere*. Div. of Met. Phys., Tech. Paper nº 2, CSIRO, Australia, Melbourne, 1955.

SWINBANK, W. C. - "Wind profile in thermally stratified flow". *Nature*,  
186: 463-464, 1960.

\_\_\_\_\_. - "The exponential wind profile". *Quart. J. Roy. Met.*, 90:  
119-135, 1964.

SWINBANK, W. C. e DYER, A. J. - *Micrometeorological Expeditions 1962-1964*.  
Div. of Met. Phys., Tech. Paper n<sup>o</sup> 17, CSIRO, Australia, Melbourne.

TAYLOR, R. J. - "Similarity theory in the relation between fluxes and  
gradients in the lower atmosphere". *Quart. J. Roy. Soc.*, 86:  
67-78, 1960.

WEBB, E. K. - "Profile relationships: The log-linear range, and extension  
to strong stability". *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 96: 67-90, 1970.

YAMAMOTO, G. - "Theory of turbulent transfer in non-neutral conditions".  
*J. Met. Soc.*, Japan, 37 (2): 60-69, 1959.