



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-2539-TDL/102

Um estudo das funções de similaridades da camada limite planetária.

Júlio César Santos Chagas

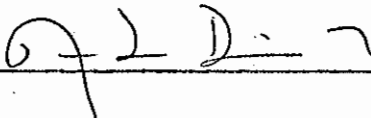
Dissertação se Mestrado em Meteorologia, orientada por Y. Viswanadham, aprovada em 27 de abril de 1982.

INPE
São José dos Campos
1982

1. Publicação nº <i>INPE-2539-TDL/102</i>	2. Versão	3. Data <i>Set., 1982</i>	5. Distribuição <input type="checkbox"/> Interna <input checked="" type="checkbox"/> Externa <input type="checkbox"/> Restrita
4. Origem <i>DRH-DME</i>	Programa <i>FRH/MET</i>		
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>CAMADA LIMITE</i> <i>FUNÇÕES DE SIMILARIDADE</i> <i>FLUXO VERTICAIS TURBULENTOS</i>			
7. C.D.U.: <i>551.551.2</i>			
8. Título <i>UM ESTUDO DAS FUNÇÕES DE SIMILARIDADE DA CAMADA LIMITE PLANETÁRIA</i>		10. Páginas: <i>90</i>	
		11. Última página: <i>73</i>	
		12. Revisada por <i>Y. Viswanadham</i> <i>Y. Viswanadham</i>	
9. Autoria <i>Júlio César Santos Chagas</i>		13. Autorizada por <i>Nelson de Jesus Parada</i> <i>Nelson de Jesus Parada</i> Diretor	
Assinatura responsável <i>J. Chagas</i>			
14. Resumo/Notas <i>Usaram-se dados micrometeorológicos obtidos sobre terreno de savana tropical (Experimento Koorin; 16° 16'S, 133° 23'E; Austrália) para avaliar as funções A, B e C da teoria da similaridade da camada limite planetária. Os cálculos utilizaram diferentes relações fluxo-perfil para a camada superficial e diversos valores característicos para vento e temperatura. A escala de altura usada foi a altura observada camada limite. O uso de médias verticais do vento geostrófico e da temperatura potencial resultou em menor espalhamento do que o uso de valores locais no topo da camada limite. Compararam-se os resultados obtidos com resultados anteriores. As curvas para A mostraram, em geral, valores mais altos que os anteriores. Para B, a concordância foi muito boa. Os resultados para C foram, em geral, mais altos que os demais. Supõe-se que as prováveis causas das diferenças sejam a grande rugosidade do terreno, em Koorin, e as diferentes maneiras usadas pelos outros pesquisadores na determinação dos fluxos à superfície e na definição das variáveis externas. Os resultados encontrados e as comparações feitas permitem concluir que a teoria da similaridade é útil na descrição da camada limite e na sua parametrização, mas não tornam ainda possível uma determinação definitiva das funções.</i>			
15. Observações <i>Dissertação de Mestrado em Meteorologia, aprovada em 13 de agosto de 1982.</i>			

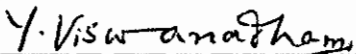
Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisito exigido
para a obtenção do Título de Mestre
em Meteorologia

Dr. Antonio Divino Moura




Presidente

Dr. Y. Viswanadham



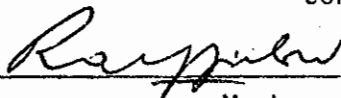
Orientador

Dr. Romísio Geraldo Bouhid André



Membro da Banca
-convidado-

Dr. Ralf Gielow



Membro da Banca

Fis. Yoshihiro Yamazaki, MSc.



Membro da Banca

Candidato: Júlio César Santos Chagas

São José dos Campos, 13 de agosto de 1982

A meu pai, José Maria,
e a minha mãe, Dulce,
dedico.

AGRADECIMENTOS

Ao Dr. Nelson de Jesus Parada, Diretor do INPE, e ao Dr. Antônio Divino Moura, Chefe do Departamento de Meteorologia, pelo apoio recebido.

Ao Dr. Yelisetty Viswanadham, pela orientação paciente e segura.

À Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN) e à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), pelas bolsas de estudo concedidas, respectivamente, durante a realização dos cursos e durante a elaboração da dissertação.

ABSTRACT

Micrometeorological data obtained over tropical savannah (Koorin Experiment, 16° 16' S; 133° 23' E, Australia) were used to evaluate the similarity functions A, B and C in the planetary boundary layer. Different flux-profile relationships, and scaling parameters for wind and temperature were utilized in the calculations. In addition, the observed boundary layer height was also used as the scaling parameter. The use of vertically averaged geostrophic wind and potential temperature gave less scatter of points than the specified local values at the top of the boundary layer. The results were compared with previous studies. In general, the curves of the similarity function A showed higher values if compared with others. In the case of the similarity function B the agreement with previous results is good. The results of the similarity function C showed comparatively higher than the other investigations. Thus, a part of the above noted disparities must have been spurious, probably caused by large roughness parameter of vegetation, different ways of determining surface fluxes, and of defining external variables by the previous investigators. So, the empirical determination of the similarity functions indicate doubts on the universality of these relations.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS	<i>xi</i>
LISTA DE SÍMBOLOS	<i>xiii</i>
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u>	1
<u>CAPÍTULO 2 - TEORIA BÁSICA</u>	9
2.1 - Equações Básicas	9
2.2 - Camada Limite Superficial	11
2.3 - Camada Limite Planetária	15
2.4 - Modificações das equações da teoria da similaridade	18
2.5 - Formulação Utilizada	20
<u>CAPÍTULO 3 - DADOS</u>	25
<u>CAPÍTULO 4 - RESULTADOS</u>	29
4.1 - Seleção de dados	29
4.2 - Avaliação das funções de similaridade	43
4.3 - Comparação com outros resultados	55
<u>CAPÍTULO 5 - CONCLUSÕES</u>	63
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	67



LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
4.1.- Perfis observados de temperatura potencial θ , para alguns horários do 13º dia (27-07-1974) do experimento Koorin: a) 0900 e 1200 hs. (hora local); b) 1500 e 1800 hs. (hora local)	39
4.2 - Altura observada da camada limite, h_θ , versus escala de altura $u_* / f $	42
4.3 - Função de similaridade A como função de ζ ($= h/L$). Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Dyer (1974) e os valores característicos ($\langle \tilde{V}_g \rangle$ e $\langle \theta \rangle$); caso 1	44
4.4 - Função de similaridade A como função de ζ . Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Dyer (1974) e os valores característicos (\tilde{V}_h e θ_h); caso 2	45
4.5 - Função de similaridade A como função de ζ . Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Businger et alii (1971) e os valores característicos ($\langle \tilde{V}_g \rangle$ e $\langle \theta \rangle$); caso 3	46
4.6 - Função de similaridade A como função de ζ . Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Businger et alii (1971) e os valores característicos (\tilde{V}_h e θ_h); caso 4	47
4.7 - Função de similaridade B como função de ζ . Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Dyer (1974) e os valores característicos ($\langle \tilde{V}_g \rangle$ e $\langle \theta \rangle$); caso 1	48
4.8 - Função de similaridade B como função de ζ . Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Businger et alii (1971) e os valores característicos ($\langle \tilde{V}_g \rangle$ e $\langle \theta \rangle$); caso 3	49
4.9 - Função de similaridade C como função de ζ . Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Dyer (1974) e os valores característicos ($\langle \tilde{V}_g \rangle$ e $\langle \theta \rangle$); caso 1	50
4.10 - Função de similaridade C como função de ζ . Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Dyer (1974) e os valores característicos (\tilde{V}_h e θ_h); caso 2	51
4.11 - Função de similaridade C como função de ζ . Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Businger et alii (1971) e os valores característicos ($\langle \tilde{V}_g \rangle$ e $\langle \theta \rangle$); caso 3	52
4.12 - Função de similaridade C como função de ζ . Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Businger et alii (1971) e os valores característicos (\tilde{V}_h e θ_h); caso 4	53



LISTA DE SÍMBOLOS

- A, B, C - Funções de similaridade da camada limite planetária.
- A_i, B_i, C_i - Funções de similaridade modificadas.
- A_{i0}, B_{i0}, C_{i0} - Funções de similaridade modificadas para condições baroclinicas.
- A_i', B_i' - Parte das funções de similaridade dependente da baroclinicidade.
- C_D - Coeficiente de arrasto.
- C_H - Coeficiente de transferência de calor.
- c_p - Calor específico do ar a pressão constante, $J\ kg^{-1}\ K^{-1}$.
- E - Fluxo vertical turbulento de vapor d'água, $kg\ m^{-2}\ s^{-1}$.
- $\tilde{E}, \tilde{F}, F_u, F_v, F_\theta$ - Funções universais.
- f - Parâmetro de Coriolis, s^{-1} .
- g - Aceleração devida à gravidade, $m\ s^{-2}$.
- H - Fluxo vertical turbulento de calor sensível, $W\ m^{-2}$.
- h - Altura da camada limite planetária, m.
- h_θ - Altura da camada limite planetária obtida de perfis de temperatura potencial, m.
- \hat{i}, \hat{j} - Vetores unitários nas direções x e y, respectivamente.
- K_M, K_H, K_W - Coeficientes de difusividade turbulenta de momentum, calor e umidade, respectivamente, $m^2\ s^{-1}$.
- k - Constante de von Kármán.
- L - Escala de Monin-Obukhov, m.
- M_0 - Gradiente vertical adimensional do vento geostrofico.
- M_{x0}, M_{y0} - Componentes de M_0 .
- p - Pressão média local, $N\ m^{-2}$.
- p_0 - Pressão no estado de referência, $N\ m^{-2}$.

q	- Umidade específica média local.
q_0	- Umidade específica à superfície.
q'	- Desvio da umidade específica em relação à média.
q_G	- Distribuição da umidade específica em grande escala.
q_*	- Valor característico para umidade específica.
R	- Constante dos gases perfeitos, $J\ kg^{-1}\ K^{-1}$.
Ro	- Número de Rossby à superfície.
S_q, S_θ	- Fontes e/ou sumidouros de umidade e calor, s^{-1} , $K\ s^{-1}$.
S_x, S_y	- Componentes do cisalhamento geostrofico, s^{-1} .
$sign\ f$	- Sinal algébrico do parâmetro de Coriolis.
T	- Temperatura média local, K.
T_0	- Temperatura à superfície, K.
T_*	- Valor característico para temperatura, K.
t	- Tempo, s.
\hat{U}, \hat{V}	- Componentes do vetor característico para vento, $m\ s^{-1}$.
$\langle U \rangle, \langle V \rangle$	- Média vertical de U e V, respectivamente, $m\ s^{-1}$.
$\langle U_g \rangle, \langle V_g \rangle$	- Média vertical de U_g e V_g , respectivamente, $m\ s^{-1}$.
u_*	- Velocidade de fricção, $m\ s^{-1}$.
u, v	- Componentes da velocidade média local, $m\ s^{-1}$.
u_g, v_g	- Componentes do vento geostrofico, $m\ s^{-1}$.
u', w'	- Desvio das velocidades u e w em relação à média, $m\ s^{-1}$.
\vec{V}	- Velocidade do vento, $m\ s^{-1}$.
$\hat{\vec{V}}$	- Vetor característico para o vento, $m\ s^{-1}$.
\vec{V}_g	- Vento geostrofico, $m\ s^{-1}$.
\vec{V}_h	- Vento medido no topo da camada limite, $m\ s^{-1}$.
$\langle \vec{V}_g \rangle$	- Média vertical do vento geostrofico, $m\ s^{-1}$.
x, y, z	- Coordenadas espaciais.

w	- Componente vertical da velocidade do vento, $m s^{-1}$.
z_0	- Parâmetro de rugosidade, m.
z_i	- Altura da base da inversão, m.
α	- Ângulo entre o vento à superfície e o vetor característico para o vento.
α_1	- Inverso do nº turbulento de Prandtl.
α_2	- Inverso do nº turbulento de Schmidt.
β_0	- Ângulo entre o cisalhamento geostrofico e a direção x.
ζ	- Altura adimensional (= h/L).
θ	- Temperatura potencial média, K.
θ'	- Desvio da temperatura potencial em relação à média, K.
θ_G	- Distribuição de θ em grande escala, K.
$\hat{\theta}$	- Escala para temperatura, K.
$\langle \theta \rangle$	- Média vertical da temperatura potencial, K.
θ_h	- Temperatura potencial medida no topo da camada limite, K.
μ	- Parâmetro de estratificação.
μ_i	- Parâmetro de estratificação modificado.
ρ	- Densidade absoluta média do ar, $kg m^{-3}$.
ρ_0	- Densidade do ar à superfície, $kg m^{-3}$.
τ_x, τ_y	- Fluxos verticais turbulentos de momentum, $N m^{-2}$.
Φ_M, Φ_H, Φ_W	- Funções adimensionais de momentum, calor e umidade, respectivamente.
Ψ_M, Ψ_H, Ψ_W	- Funções de estabilidade, para momentum, calor e umidade, respectivamente.
ξ	- Altura adimensional (= z/h).



CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Ultimamente têm sido desenvolvidos modelos numéricos da circulação geral da atmosfera. Tais modelos se propõem a simular as condições da atmosfera com o objetivo de se fazerem previsões das condições do tempo e de mudanças climáticas. Em geral, nesses modelos, o espaçamento horizontal é da ordem de algumas centenas de quilômetros e o vertical da ordem de cinquenta metros para a atmosfera inferior e de alguns quilômetros para a atmosfera livre (Bhumralkar, 1975). Para a simulação em tempo maior do que dois dias, devem-se levar em conta outros processos físicos de escala menor que o tamanho da grade que podem interagir com os processos de grande escala, tais como radiação, convecção e fluxos turbulentos de momentum, calor e umidade próximo à superfície. Com relação a esses fluxos, o problema consiste em entender como eles influenciam a circulação geral e, em contrapartida, como a circulação geral pode alterá-los, e como inserir esse conhecimento num modelo de circulação geral. É o que se chama de parametrização dos fluxos turbulentos que ocorrem na Camada Limite ou, simplesmente, parametrização da Camada Limite.

A Camada Limite Planetária representa papel importante na atmosfera como fonte de calor e sumidouro de momentum. O que torna relevante seu estudo é o fato de que nela ocorrem as trocas de momentum, calor e umidade entre a superfície do planeta e a chamada atmosfera livre que o circunda. Compreender como se processam esses fenômenos de troca é essencial quando se pretende fazer previsão do tempo ou estudar mudanças climáticas. Antes de mais nada, será bom definir o que se entende por Camada Limite. Isso será feito seguindo Bhumralkar (1975a) que reuniu algumas das definições encontradas na literatura e, a partir delas, concluiu que "o termo 'camada limite' se aplica a uma camada de ar acima da superfície da terra em que fluxos significativos de momentum, calor, umidade e matéria são transportados por movimentos turbulentos".

A turbulência associada a nuvens cúmulos e superfícies frontais usualmente não é considerada como parte da Camada Limite (Bhumralkar, 1975a). Na literatura, a Camada Limite (CL) costuma ser dividida em sub-camadas: camada interfacial, camada superficial (ou de fluxo constante), camada de Ekman. A camada interfacial é a região que inclui a vizinhança imediata da superfície, seja terra ou água. Os processos nessa camada ainda não são bem entendidos, principalmente na interface ar-água. O problema maior consiste na especificação do parâmetro de rugosidade. A camada superficial é aquela em que os fluxos verticais de momentum, calor e umidade podem ser considerados constantes com a altura. Estende-se da superfície até algumas dezenas de metros. Essa camada tem sido a mais estudada e existe uma descrição razoavelmente satisfatória de sua estrutura. As propriedades de transferência dessa camada estão melhor definidas para condições instáveis e próximas a neutras do que para condições estáveis. A camada de Ekman é aquela onde o vento se desvia do seu valor sem fricção. Classicamente, pode ser definida como a região onde o fluxo vertical de momentum é da mesma ordem de grandeza que as forças de Coriolis e do gradiente de pressão (Bhumralkar, 1975a). É mais espessa que a camada superficial, podendo ocupar completamente a CL.

Não existe uma teoria fundamental da parametrização. Nos vários modelos atmosféricos têm sido usadas algumas teorias semi-empíricas, especialmente a "teoria K" e a "teoria da similaridade". O problema básico da parametrização da CL consiste em determinar o comportamento das variáveis que descrevem a CL, como função de diferentes parâmetros externos. As variáveis que se relacionam com os processos internos são vento, temperatura e umidade no interior da CL. Os parâmetros externos são os que descrevem as condições sinóticas em grande escala e as características da superfície. A maneira prática de se resolver o problema, de acordo com a teoria K, consiste em considerar apenas a difusividade turbulenta, K , nas equações do escoamento, por ter valor muito maior que a difusividade molecular. Usualmente, a técnica aplicada à parametrização consiste em dividir a CL em duas camadas: camada superficial (ou de fluxo constante) e camada de Ekman. Em primeiro lugar são modelados os fluxos na camada superficial e depois é modelada a difusão das propriedades através da camada de Ekman.

Ao tratar da camada superficial, Estoque (1963) usou altura de 50 m; Sasamori (1970) usou alturas variáveis. Monin e Obukhov (1954), Yamamoto e Shimanuki (1966), Estoque e Bhumralkar (1969), Dyer e Hicks (1970), Businger et alii (1971) e Dyer (1974) apresentaram formulações que determinam perfis de velocidade, temperatura e umidade na camada superficial. Tais perfis têm sido utilizados em vários estudos da CL atmosférica (Sasamori, 1970; Delsole et alii, 1971; Deardorff, 1972; Pielke, 1974). As relações entre fluxos turbulentos e perfis foram estudadas, sob diversas condições, por Azevedo (1975), Nicolli (1975), André (1981) e Nogueira (1981). A razão entre os coeficientes de difusividade turbulenta para calor e momentum foi estudada por Conforte (1981).

Para se aplicar a técnica de parametrização baseada na teoria K é interessante que se tenham formulações a priori para a variação de K com a altura na porção da CL acima da camada superficial. Tais formulações têm sido sugeridas, entre outros, por Estoque (1963), Yamamoto e Shimanuki (1966), Deardorff (1967), Zilitinkevich et alii (1967), Estoque e Bhumralkar (1969) e O'Brien (1970). Todas essas formulações de K envolvem a hipótese de que o transporte turbulento é proporcional ao gradiente da propriedade transportada. Além disso, também supõem CL barotrópica. Blackadar (1965), Venkatesh e Csanady (1974) e outros modificaram a teoria K para incluir condições baroclinicas. Alguns autores sugeriram que, ao invés da divisão em duas camadas, a CL fosse tratada como um todo (Krauss, 1972; Deardorff, 1973). Nessa linha de pensamento, Yamamoto et alii (1968) e Orlanski et alii (1974) apresentaram formulações de K aplicáveis à CL inteira. Segundo Bhumralkar (1975a) "a teoria K tem sido largamente utilizada e, embora seja baseada em hipóteses até certo ponto arbitrarias, tem-nos permitido compreender o comportamento dos processos da CL na atmosfera".

Não serão feitas aqui considerações mais pormenorizadas sobre os problemas envolvidos na utilização dessa teoria porque este estudo estará concentrado em outra, a teoria da similaridade. Mas vale

dizer que, embora tenha trazido luz à compreensão dos processos na CL, a teoria K é considerada limitada por não permitir a inclusão de certos fenômenos. Segundo Arya e Wyngaard (1975), por exemplo, os modelos baseados em teoria K não levam em conta possíveis modificações da viscosidade turbulenta causadas pelo cisalhamento geostrofico; além disso, em condições convectivas, o conceito de viscosidade turbulenta perde o sentido por causa do papel da flutuabilidade nos processos de transporte.

Os esforços para se obter uma relação direta entre o vento geostrofico e a tensão à superfície sem referência a nenhum coeficiente de turbulência hipotético levaram à teoria da similaridade para a CL. Essa teoria se baseia numa estrutura dupla para a CL: duas camadas em que se usam escalas de comprimento distintas para a modelagem. Tal estrutura foi inicialmente sugerida por Clauser (1956). Na "camada interior", que corresponde à camada de fluxo constante, as variáveis médias dependem dos fluxos turbulentos e de características da superfície mas não das variáveis médias mais acima. Na "camada exterior", que se estende do topo da camada interior até o topo da CL, as diferenças ou deficits entre os valores das variáveis médias e valores característicos apropriadamente escolhidos para cada variável dependem ainda dos fluxos à superfície mas não dependem das características da superfície.

Acrescenta-se a essa estrutura a hipótese de que, numa certa região junto ao topo da camada interior, as duas camadas se sobrepõem e ali são simultaneamente válidas as relações para ambas. Com base nisso, podem-se expressar os fluxos à superfície como função apenas das características da superfície e dos valores característicos escolhidos para as variáveis médias. Assim, características internas da CL estarão sendo descritas em termos de parâmetros externos. Ou seja, a CL planetária estará sendo parametrizada.

Na verdade, o regime turbulento na CL atmosférica não é universal e depende tanto das condições do tempo quanto das propriedades da superfície. Um exemplo da variabilidade das características da

turbulência pode ser visto em Monin e Zilitinkevich (1967). Porém, aplicando-se a hipótese de similaridade, grande parte dessa variabilidade poderá ser apresentada como variabilidade das escalas de suas medidas. Os valores não dimensionais obtidos quando se usam valores característicos apropriados variam pouco de caso para caso. Em outras palavras, de acordo com a hipótese de similaridade, se uma variável é apropriadamente adimensionalizada, seu perfil segue uma função universal cuja forma pode, em geral, ser determinada empiricamente.

A teoria da similaridade tem sido largamente utilizada em estudos da CL. Por exemplo: Lettau (1959), Kazanski e Monin (1960), Zilitinkevich et alii (1967), Gill (1968), Blackadar e Tennekes (1968), Csanady (1972) e outros. Por sugestão de Monin e Zilitinkevich (1967) e Clarke (1970a) as relações paramétricas podem ser escritas em termos dos coeficientes de arrasto geostrofico, de transferência de calor e de umidade. A formulação descrita nos trabalhos citados em geral é válida para condições estacionárias, horizontalmente homogêneas, diabáticas e barotrópicas. Duas escalas de comprimento importantes foram usadas: altura da CL escalada por u_* / f (onde u_* é a velocidade de fricção e f o parâmetro de Coriolis), e a escala de Monin-Obukhov, L . Vários estudos (Deardorff, 1972, 1974; Carson, 1973 e outros) mostraram que, quando h/L é menor que um valor da ordem de -1 , a altura real da CL, h , não está correlacionada com u_* / f . Portanto, u_* / f deve ser substituído por h . Arya (1975) fez isso para o caso instável. Zilitinkevich e Deardorff (1974) fizeram para condições instáveis e estáveis.

Quando se escrevem as relações paramétricas aparecem algumas funções da estabilidade que, pela hipótese de similaridade, são consideradas funções universais. Tais funções são geralmente conhecidas como funções de similaridade A, B, C e D e sua determinação é importante para que as relações paramétricas sejam bem estabelecidas. Quando se usam dados observacionais para a determinação das funções de similaridade, os resultados em geral mostram pontos "espalhados" a partir dos quais pode-se ter maior ou menor facilidade para se ajustar uma curva da qual possa ser deduzida uma expressão funcional. Tem sido correntemente usado o termo "scatter" das funções para referir-se a es

se fato. Serã aqui traduzido por "espalhamento dos pontos". Dessa forma, ã interessante que se obtenha o menor espalhamento possível nas funções de similaridade para que se chegue a relações paramétricas bem determinadas.

Segundo Arya (1975) e Melgarejo e Deardorff (1974), a principal causa de espalhamento nos pontos dos dados usados nas determinações empíricas de A, B e C ã a hipótese, que não reflete condições reais, de uma CL barotrópica. Hess (1973), seguindo argumentos de similaridade, modificou as funções de similaridade para incluir o efeito do vento térmico. Arya e Wyngaard (1975), através de um modelo simples da CL, generalizaram o conceito acima e expressaram as funções de similaridade como soma de uma parte barotrópica e outra dependente da baroclinicidade. Monin e Zilitinkevich (1967) e Zilitinkevich e Chalikov (1968) fizeram avaliações de A, B e C usando os dados de "Great Plains", apresentados por Lettau e Davidson (1957). Clarke (1970) terminou essas funções com base em observações feitas no sul da Austrália. Os resultados apresentam grande espalhamento e diferenças para permitir estimativas seguras das funções. Carson (1972), por exemplo, comparou os gráficos de C obtidos por Monin e Zilitinkevich (1967) e Clarke (1970) constatando diferenças consideráveis. Arya (1975) reanalisou os dados dos dois lugares usados pelos investigadores precedentes e sugeriu estimativas melhores das funções universais. Melgarejo e Deardorff (1974) determinaram as funções de similaridade usando uma teoria modificada da CL em que ã usada a altura observada, h, da CL como escala física de comprimento ao invés da escala convencional u_* / f , tanto para casos instáveis quanto para casos estáveis. Yamada (1976) se propôs a demonstrar como o espalhamento nas funções de similaridade seria reduzido pela escolha apropriada dos valores característicos para o vento, a temperatura e a altura da CL. Para isso usou os dados do experimento Wangara (Clarke et alii, 1971). O espalhamento mínimo foi obtido quando a média vertical do vento geostrófico e da temperatura potencial foram usadas como valores característicos para o vento e a temperatura, juntamente com a escala de altura h (altura da camada de mistura durante o dia e altura da camada de inversão à superfície durante a noite). Billard et alii (1981) fizeram avaliações de A e B u

sando dados obtidos num experimento realizado em Voves, na França, em 1977.

Recentemente, Clarke e Brook (1979) publicaram dados de um experimento (ver Capítulo 3) levado a cabo no norte da Austrália em que foram feitas medidas micro-meteorológicas adequadas ao estudo da parametrização da CL. O parâmetro de Coriolis e a rugosidade da superfície desempenham papel importante na descrição da estrutura da CL e no estabelecimento das relações paramétricas. Quanto a esses dois parâmetros, o experimento Koorin (Clarke and Brook, 1979), em relação ao anterior Wangara (Clarke et alii, 1971), possui características interessantes: a localização numa região tropical e o terreno e vegetação não uniformes. Além disso, as características sinóticas predominantes são outras. Assim, é tarefa interessante e relevante estudar as funções de similaridade A, B e C a partir dos dados da expedição Koorin.

Os objetivos deste estudo são, portanto:

- 1) Avaliar as funções de similaridade A, B e C usando diferentes relações fluxo-perfil para a camada superficial e diversos valores característicos para vento, temperatura e altura da CL;
- 2) Concluir, a partir das avaliações feitas, sobre quais os valores característicos mais apropriados, usando como critério o espalhamento obtido nos pontos das funções;
- 3) Obter as funções de similaridade para a CL planetária;
- 4) Comparar os resultados obtidos com resultados apresentados anteriormente por outros pesquisadores.



CAPÍTULO 2

TEORIA BÁSICA

Estudar a Camada Limite Atmosférica, por si só, é tarefa cujos resultados encontram extensa aplicabilidade na solução de muitos problemas. A título de exemplo, podem-se citar os problemas ligados à agrometeorologia e à dispersão de poluentes. Além desses, devem-se incluir problemas de circulação geral da atmosfera em que, como já ficou dito, a CL influencia grandemente. Tal estudo deve estar baseado em alguma teoria a respeito da CL. O objetivo dessa teoria, quando a CL é considerada como parte da circulação geral, é relacionar a distribuição do vento e as distribuições dos fluxos de calor e vapor d'água dentro da CL com certos parâmetros externos. Porém, ainda não foram obtidas, a nível teórico, relações satisfatórias entre as covarianças das flutuações turbulentas e a distribuição das variáveis médias. E isso constitui o principal obstáculo à consecução desse objetivo. Assim, os esforços dos pesquisadores têm-se concentrado na busca de relações empíricas.

Para se chegar a essas relações, procede-se assim: a) Toma-se como ponto de partida um conjunto de equações gerais às quais deve obedecer o escoamento no interior da CL; b) Aplicam-se a essas equações condições de contorno apropriadas ao problema específico que se está estudando e fazem-se simplificações tendo em vista condições idealizadas (por exemplo, escoamento estacionário, homogeneidade horizontal); c) Consideram-se algumas hipóteses teóricas sobre os processos físicos envolvidos e sua descrição; d) Chega-se então a relações paramétricas onde aparecem funções ou constantes que podem ser determinadas empiricamente, ou seja, com a utilização de dados de observação.

2.1 - EQUAÇÕES BÁSICAS

O problema bi-dimensional (sem variação ao longo de uma das coordenadas horizontais) tem sido tratado mais extensivamente que o problema tri-dimensional (Bhumralkar, 1975a). Será apresentado, então,

o primeiro, seguindo de perto a descrição de Estoque (1973). Para isso será usado um sistema de coordenadas cartesianas, sendo x e y as direções horizontais, z a direção vertical e t o tempo. Em geral, os chamados parâmetros externos são especificados em termos de características sinóticas e propriedades do terreno. Características sinóticas: vento geostrofico, $\vec{V}_g(z)$ (ou o gradiente de pressão correspondente); distribuição em grande escala da temperatura potencial, $\theta_G(z)$; e da razão de mistura, $q_G(z)$. Propriedades do terreno: parâmetro de rugosidade, $z_0(x)$; temperatura, $T_0(x,t)$; e razão de mistura, $q_0(x,t)$. As características internas da CL, que podem variar no espaço e no tempo, são: o vento horizontal \vec{V} , a velocidade vertical w , a temperatura T , a temperatura potencial θ , a pressão p e a razão de mistura q . As equações básicas a serem resolvidas são as seguintes:

Equações do movimento:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - w \frac{\partial u}{\partial z} + fv - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial x} - w \frac{\partial v}{\partial z} - fu - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial z} \quad (2.2)$$

Equação da conservação do calor:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta}{\partial x} - w \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} (H) + S_\theta \quad (2.3)$$

Equação da conservação da umidade:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -u \frac{\partial q}{\partial x} - w \frac{\partial q}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} (E) + S_q \quad (2.4)$$

Equação da continuidade:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.5)$$

Equação do equilíbrio hidrostático e equação de estado:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g ; \quad p = \rho RT \quad (2.6)$$

Definição da temperatura potencial:

$$\theta \equiv T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R/c_p} . \quad (2.7)$$

As quantidades τ_x , τ_y , H e E representam, respectivamente, os fluxos totais de momentum, calor e vapor d'água. S_θ e S_q são os termos fonte/sumidouro internos de calor e vapor d'água. Se τ_x , τ_y , H, E, S_θ , S_q são especificados em termos das incógnitas, tem-se um problema fechado.

As condições de contorno junto à superfície ($z = z_0$) são:

$$u = v = w = 0,$$

$$T = T_0(x,t) \quad \text{ou} \quad \theta = \theta_0(x,t),$$

$$q = q_0(x,t).$$

As condições laterais e superiores dependem do problema em questão. As condições iniciais consistem em especificar $\vec{V}(x,z)$, $\theta(x,z)$ e $q(x,z)$ para o tempo $t = 0$.

2.2 - CAMADA LIMITE SUPERFICIAL

As hipóteses teóricas sobre as quais se assenta este estudo constituem a assim chamada Teoria da Similaridade. Essa teoria tem sido desenvolvida a partir da teoria de Monin e Obukhov (1954) apropriada à camada superficial, passando pela de Kazanski e Monin (1961) para uma camada limite atmosférica idealizada, até teorias generalizadas e

mais recentes (Garratt and Francey, 1978). A hipótese básica da teoria da similaridade pode ser assim enunciada: se for usado um valor característico apropriado para adimensionalizar uma certa variável no interior da CL, seu perfil segue uma função universal. A forma dessa função deve, em geral, ser determinada a partir de dados de observação.

Essa hipótese tem sido aplicada ao estudo de diversos modelos da CL. Apresentar-se-á um resumo dos principais resultados obtidos com essa aplicação. Ordenar-se-á a apresentação dos modelos mais simples até os mais complexos. Essa ordem corresponde aproximadamente à evolução cronológica do trabalho dos diversos pesquisadores.

Monin e Obukhov (1954), conforme assinalam Garratt e Francey (1978), aplicaram a hipótese de similaridade à camada superficial. Seus resultados são analisados pormenorizadamente por Monin e Yaglom (1977). O modelo utilizado tem as seguintes características: estratificação térmica, movimentos moleculares desprezíveis, escoamento estacionário, homogeneidade horizontal, ausência de fontes e/ou sumidouros internos, forças de Coriolis desprezíveis, eixo x do sistema de coordenadas orientado de modo a coincidir com a tensão de cisalhamento à superfície (dessa maneira, $\tau_y = 0$). Aplicando essas restrições às Equações básicas, 2.1 a 2.7, obtêm-se os resultados seguintes:

A Equação 2.1 se reduz a:

$$\frac{\partial \tau_x}{\partial z} = 0 \quad \text{ou} \quad \tau_x = -\rho_0 \overline{u'w'} = \text{constante.} \quad (2.8a)$$

Em outras palavras, o fluxo de momentum é constante ($\tau_0 = \rho_0 u_*^2$).

A Equação 2.3 fica:

$$\frac{\partial H}{\partial z} = 0 \quad \text{ou} \quad H = \rho_0 c_p \overline{w'\theta'} = \text{constante.} \quad (2.8b)$$

Ou seja, o fluxo de calor é constante.

Fazendo o mesmo com a Equação 2.4 conclui-se que o fluxo turbulento de vapor d'água ($E = \rho_0 \overline{w'q'}$) é constante na camada superficial.

Para aplicar conceitos de similaridade a esse modelo de camada superficial, é preciso saber de que parâmetros dependem as distribuições das variáveis médias. Para $z \gg z_0$, tal distribuição deve depender dos seguintes parâmetros dimensionais:

$$\left\{ u_*, \frac{H}{\rho_0 c_p}, \frac{E}{\rho_0}, \frac{g}{\theta} \right\}, \quad (2.9)$$

onde u_* é a velocidade de fricção, H é o fluxo vertical turbulento de calor sensível, E é o fluxo vertical turbulento de vapor d'água, c_p é o calor específico do ar a pressão constante, ρ_0 é a densidade absoluta média do ar, g é a aceleração devida à gravidade e θ a temperatura potencial média da camada. A partir desses parâmetros constroem-se os valores característicos para adimensionalizar as variáveis relevantes (velocidade do vento, temperatura, umidade e altura). Assim:

- Valor característico para a velocidade:

$$u_* = \left(|\tau_0 / \rho_0| \right)^{1/2} \quad (2.10a)$$

- Valor característico para a temperatura:

$$T_* = \frac{-H}{k \rho_0 c_p u_*} \quad (2.10b)$$

- Valor característico para a umidade:

$$q_* = \frac{-E}{k \rho_0 u_*} \quad (2.10c)$$

- Valor característico para a altura:

$$L = \frac{-\theta \rho_0 c_p u_*^3}{k g H} \quad (2.10d)$$

L é conhecido como escala de Monin-Obukhov. A constante de von Kármán, k, aparece por conveniência.

Expressa-se então a hipótese de similaridade: as variáveis dimensionais obtidas quando se usam os valores característicos u_* , T_* e q_* são funções universais da altura não dimensional ζ , sendo $\zeta = z/L$. Pode-se, então, escrever:

$$\frac{kz}{u_*} \frac{\partial u}{\partial z} = \Phi_M(\zeta), \quad (2.11a)$$

$$\frac{z}{T_*} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \Phi_H(\zeta), \quad (2.11b)$$

$$\frac{z}{q_*} \frac{\partial q}{\partial z} = \Phi_W(\zeta), \quad (2.11c)$$

onde $\Phi_M(\zeta)$, $\Phi_H(\zeta)$ e $\Phi_W(\zeta)$ são funções universais. As Equações 2.11 implicam que os coeficientes de difusividade turbulenta para momentum, calor e vapor d'água sejam dados por:

$$K_M = \frac{k u_* z}{\Phi_M(\zeta)}, \quad K_H = \frac{k u_* z}{\Phi_H(\zeta)} \quad \text{e} \quad K_W = \frac{k u_* z}{\Phi_W(\zeta)},$$

respectivamente. Integrando as Equações 2.11 de z_0 a z chega-se às expressões para os perfis de vento, temperatura potencial e umidade:

$$u = \frac{u_*}{k} \{ \ln(z/z_0) - \Psi_M(\zeta) \}, \quad (2.12a)$$

$$\theta - \theta_0 = \frac{T_*}{\alpha_1} \{ \ln(z/z_0) - \Psi_H(\zeta) \}, \quad (2.12b)$$

$$q - q_0 = \frac{q_*}{\alpha_2} \{ \ln(z/z_0) - \Psi_W(\zeta) \}. \quad (2.12c)$$

As funções $\Psi_M(z)$, $\Psi_H(z)$ e $\Psi_W(z)$ são conhecidas como funções de estabilidade e têm a seguinte forma:

$$\Psi_S(z) = \int_0^{-z} \frac{\{1 - \phi_S(\xi)\}}{\xi} d\xi ,$$

onde S pode ser M, H, ou W; $\alpha_1 = K_H/K_M$, inverso do número turbulento de Prandtl, e $\alpha_2 = K_W/K_M$, inverso do número turbulento de Schmidt. Segundo Monin (1973), $\alpha_1 = \alpha_2$. O conjunto de dados usado neste trabalho não dispõe de medidas de umidade necessárias à avaliação de α_2 . Assim, de agora em diante não serão feitas considerações sobre perfis de umidade.

2.3 - CAMADA LIMITE PLANETÁRIA

Kazanski e Monin (1960) estenderam os conceitos de similaridade a toda a CL Planetária (Blackadar, 1967). Os resultados desse estudo foram perfis de vento da forma:

$$\frac{u}{u_*} = F_1 \left(\frac{z}{h}, \frac{L}{h} \right) - F_1 \left(\frac{z_0}{h}, \frac{L}{h} \right) ,$$

$$\frac{v}{u_*} = F_2 \left(\frac{z}{h}, \frac{L}{h} \right) - F_2 \left(\frac{z_0}{h}, \frac{L}{h} \right) ,$$

onde h é uma escala para a altura da CL e F_1 e F_2 são funções universais. Essa formulação, entretanto, não é apropriada para a determinação de relações entre parâmetros externos e características internas da CL pois não leva em conta o escoamento geostrofico que pode ser atingido na sua porção superior (Blackadar, 1967). Blackadar e Tennekes (1968) estudaram um modelo de CL barotrópica neutra. Nesse estudo usaram o conceito de "similaridade assintótica" ou "similaridade do número de Rossby" de que voltar-se-á a falar adiante.

Tomando como base os resultados de Blackadar (1967), Monin (1973) e o levantamento feito por Bhumralkar (1975a), apresentar-se-

-ã uma formulação aplicada ã CL termicamente estratificada. O modelo u tilizado tem as seguintes características: estratificação tērmica, movi mentos moleculares desprezíveis, escoamento estacionário, homogeneidade horizontal, ausência de fontes e/ou sumidouros internos. Aplicando es sas restrições às equações básicas, chegar-se-ã às equações do movimen to:

$$f (v - v_g) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z} = 0 , \quad (2.13a)$$

$$- f (u - u_g) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial z} = 0 , \quad (2.13b)$$

e ã Equação 2.8b para o fluxo de calor. A diferença principal entre es se modelo e o anterior estã no fato de se estender atē o topo da CL, a travēs de uma região em que a força de Coriolis se torna significativa. Assim, ao Conjunto 2.9 de parâmetros relevantes, deve-se acrescentar f , o parâmetro de Coriolis. Além disso, para uma formulação mais geral, não se considera a restrição $z \gg z_0$ e assim as características da tur bulência devem depender também de z_0 . Deve-se ainda levar em conta o vento geostrofico \vec{V}_g . Tem-se então o conjunto de parâmetros dos quais devem depender as distribuições das variáveis médias:

$$\{ u_* , \frac{H}{c_p \rho_0} , \frac{g}{\theta} , f , z_0 , \vec{V}_g \} . \quad (2.14)$$

Os valores característicos serão os mesmos já definidos em 2.10. Além de L pode-se construir mais uma combinação com dimensão de altura: $h = ku_*/f$ que, supõe-se, é proporcional ã altura real da CL. Usando esses valores característicos, obtêm-se variáveis adimensio nais que podem, nesse caso, ser escritas como funções universais de:

$$\xi = \frac{z}{h} = \frac{zf}{ku_*} , \quad \mu = \frac{h}{L} = \frac{-k^2 g H}{c_p \rho_0 \theta u_*^2 f} \quad \text{e} \quad Ro = \frac{V_g}{f z_0} .$$

μ é uma parâmetro que representa a estratificação vertical e foi intro

duzido por Kazanski e Monin em 1960 (Monin, 1973). A razão adimensional Ro , formada com os três novos parâmetros acrescentados, é o número de Rossby à superfície. ξ é uma nova altura dimensional colocada no lugar de ζ por conveniência, uma vez que essa última poderia ter sido mantida.

Dando prosseguimento à análise, far-se-á uso do conceito de similaridade assintótica. É um conceito amplo que, nos estudos da CL, tem sido aplicado ao número de Rossby à superfície. Por isso costuma ser chamado de similaridade do número de Rossby. Se as funções universais dimensionais que descrevem a CL permanecerem finitas mesmo que o número de Rossby cresça infinitamente, então elas exibem a similaridade do número de Rossby. Em outras palavras, elas são assintoticamente independentes do número de Rossby.

Admitindo, por hipótese, esse tipo de similaridade no modelo em consideração, pode-se chegar a dois tipos de soluções para os perfis de vento e temperatura. Cada tipo é apropriado para descrever uma região diferente da CL. Assim, para $Ro \rightarrow \infty$, existem as possibilidades:

1) Região perto da superfície: z é da ordem de z_0 , isto é, z/z_0 é finito, $z/h \rightarrow 0$, $Ro \rightarrow \infty$. O problema se reduz ao estudo da camada superficial e os perfis são os mesmos descritos pelas Equações 2.12.

2) Região longe da superfície: z é da ordem de h , ou seja, z/h é finito, $z/z_0 \rightarrow \infty$, $Ro \rightarrow \infty$. Os perfis, de acordo com a hipótese de similaridade, podem-se escrever:

$$\frac{u - u_g}{u_*} = F_u(z/h, h/L) \quad (2.15a)$$

$$\frac{v - v_g}{u_*} = F_v(z/h, h/L) \quad (2.15b)$$

$$\frac{\theta - \theta_0}{T_*} = F_\theta(z/h, h/L). \quad (2.15c)$$

Embora 2.12 seja válido perto da superfície e 2.15 longe da superfície, deve haver, se Ro for suficientemente grande, uma região comum de validade (Tennekes, 1973). Essa região é conhecida como região de "overlap", de sobreposiao, e foi chamada por Blackadar e Tennekes (1968) de sub-camada inercial. Partindo dessa hipótese, pode-se chegar a relaoes entre \vec{V}_g e u_* e entre $(\theta - \theta_0)$ e T_* , desde que Ro seja conhecido. Na região de sobreposiao, tem-se, simultaneamente, que $z/z_0 \rightarrow \infty$ e $z/h \rightarrow 0$. Nessa região, as Equaoes 2.12 e 2.15, e suas derivadas, devem concordar uma com a outra. De acordo com Tennekes (1973) isso so é possível supondo que, também acima da camada superficial, os perfis são logarítmicos. Assim, igualando u , v e θ para as duas camadas, chega-se a:

$$\frac{u_g}{u_*} = \frac{1}{k} \left\{ \ln\left(\frac{u_*}{|f|z_0}\right) - A(\mu) \right\}, \quad (2.16a)$$

$$\frac{v_g}{u_*} = -\frac{1}{k} B(\mu) \text{ sign } f, \quad (2.16b)$$

$$\frac{\theta - \theta_0}{T_*} = \frac{1}{\alpha_1} \left\{ \ln\left(\frac{u_*}{|f|z_0}\right) - C(\mu) \right\}, \quad (2.16c)$$

onde $\text{sign } f$ (o sinal algébrico do parâmetro de Coriolis) foi acrescentado para que essas relaoes sejam válidas para os dois hemisférios. As Equaoes 2.16 são as relaoes paramétricas para CL; $A(\mu)$, $B(\mu)$ e $C(\mu)$ são funoes que se supõem universais e cuja avaliaao deve ser feita com base em dados experimentais.

2.4 - MODIFICAOES DAS EQUAOES DA TEORIA DA SIMILARIDADE

Na formulaao descrita acima, que levou às relaoes paramétricas 2.16, utilizou-se, para adimensionalizar a altura da CL, o va

lor característico ku_*/fL , que se supões proporcional a h . Porém, como já ficou dito no Capítulo 1, quando h/L é menor que um valor da ordem de ~ 1 , Deardorff (1972, 1974) e Carson (1973) mostraram que h não está relacionado com u_*/fL . É então conveniente que as Relações 2.16 sejam modificadas para incluir a altura real da CL no lugar de ku_*/fL . O valor de h pode ser obtido a partir de observações ou de alguma equação de predição como as apresentadas por Zilitinkevich (1975). As relações modificadas ficam então:

$$\frac{u_g}{u_*} = \frac{1}{k} \left\{ \ln \left(\frac{h}{z_0} \right) - A_i(\mu_i) \right\}, \quad (2.17a)$$

$$\frac{v_g}{u_*} = - \frac{1}{k} B_i(\mu_i) \text{ sign } f, \quad (2.17b)$$

$$\frac{\theta - \theta_0}{T_*} = \frac{1}{\alpha_1} \left\{ \ln \left(\frac{h}{z_0} \right) - C_i(\mu_i) \right\}, \quad (2.17c)$$

onde $\mu_i = h/L$.

Outra hipótese levada em conta para deduzir as relações paramétricas considerava a CL como barotrópica. De acordo com Arya (1975) e Melgarejo e Deardorff (1974), essa hipótese é um dos fatores que mais contribuem para o espalhamento dos pontos das funções de similaridade. É, portanto, interessante que se procure incluir na formulação acima os efeitos da baroclinicidade. Hess (1973) propôs, generalizadamente, que as funções $A_i(\mu_i)$ e $B_i(\mu_i)$ fossem modificadas para $A_i(\mu_i, S_x/f, S_y/f)$ e $B_i(\mu_i, S_x/f, S_y/f)$ onde S_x e S_y são os componentes do cisalhamento geostrófico, suposto invariante com a altura. Arya e Wyngaard (1974), ao invés de A_i e B_i , consideraram $A_{i0} = A_i + A_i'$ e $B_{i0} = B_i + B_i'$. Assim, desdobraram as funções de similaridade em duas partes: A_i e B_i constituem a parte barotrópica, que depende apenas de parâmetros de estabilidade e da altura da CL, e podem ser expressos, a partir de 2.17, como:

$$A_i = \ln\left(\frac{h}{z_0}\right) - \frac{ku_g}{u_*} \quad \text{e} \quad B_i = -\frac{kv_g}{u_*} \text{sign } f ;$$

A_i e B_i são a parte dependente da baroclinicidade e se expressam:

$$A_i = a M_0 \cos \beta_0 \quad \text{e} \quad B_i = b M_0 \cos \beta_0,$$

onde a e b dependem da variação do cisalhamento geostrofico com a altura,

$$M_0 = (M_{x0}^2 + M_{y0}^2)^{1/2} \quad \text{e} \quad \beta_0 = \tan^{-1}(M_{y0}/M_{x0}),$$

sendo

$$M_{x0} = \frac{z_i}{u_*} \left(\frac{\partial u_g}{\partial z} \right)_0 \quad \text{e} \quad M_{y0} = \frac{z_i}{u_*} \left(\frac{\partial v_g}{\partial z} \right)_0 ;$$

z_i é a altura da base da inversão e o sufixo 0 diz respeito a valores à superfície.

2.5 - FORMULAÇÃO UTILIZADA

Até agora, neste capítulo, procurou-se apresentar uma vi são breve e geral de como têm-se desenvolvido os estudos da parametriza ção da CL à luz da teoria da similaridade de Monin e Obukhov. Conside rou-se oportuna essa visão para que se fizessem presentes as hipóteses e conceitos teóricos que servem como fundamento a este estudo. Será a apresentada agora a formulação utilizada.

Para se aplicar a hipótese de similaridade à CL, será con siderada a estrutura em duas camadas. A camada interior corresponde à camada superficial ou de fluxo constante. Nessa camada, a escala de al tura é z_0 . Os perfis de vento e temperatura são dados pelas Equações 2.12, aqui repetidas:

$$\frac{\hat{V}}{u_*} = \frac{\hat{i}}{k} \{ \ln(z/z_0) - \Psi_M(z/L) \}, \quad (2.18)$$

$$\frac{\theta - \theta_0}{T_*} = \frac{1}{k\alpha_1} \{ \ln(z/z_0) - \Psi_H(z/L) \}, \quad (2.19)$$

onde \hat{i} é o vetor unitário na direção da tensão à superfície.

A camada exterior estende-se da camada interior até o topo da CL. Aí a escala para a altura é h , que pode ser escolhida de diferentes maneiras. A diferença entre o vento e seu valor característico depende, quando adimensionalizada, da razão entre a altura z e h , e da razão entre h e a escala de Monin-Obukhov, L . Obtêm-se, então, os perfis, análogos aos das Equações 2.15:

$$\frac{\hat{V} - \hat{V}}{u_*} = \hat{F}(z/h, h/L) = F_u(z/h, h/L) \hat{i} + F_v(z/h, h/L) \hat{j}, \quad (2.20)$$

$$\frac{\theta - \hat{\theta}}{T_*} = F_\theta(z/h, h/L), \quad (2.21)$$

sendo \hat{V} e $\hat{\theta}$ os valores característicos para vento e temperatura, respectivamente; \hat{j} o vetor unitário horizontal normal a \hat{i} e \hat{F} , F_u , F_v e F_θ funções universais.

A hipótese de similaridade acrescenta-se a já citada hipótese de sobreposição, ou seja, a de que, numa região em que as duas camadas se sobrepõem, os perfis para ambas devem valer e, portanto, ser iguais. Igualam-se os perfis seguindo o procedimento, conhecido por "matching" (casamento), descrito por Hess (1973). Fazendo o casamento de 2.18 e 2.20 obtêm-se:

$$\frac{\hat{i}}{k} \ln\left(\frac{h}{z_0}\right) - \frac{\hat{V}}{u_*} = \frac{\hat{E}}{k} \left(\frac{h}{L}\right), \quad (2.22)$$

onde $\hat{E}(h/L)$ é uma função universal. Desdobrando \hat{E} em duas componentes,

uma tangencial e outra normal à direção da tensão à superfície, tem-se:

$$\vec{\epsilon} = A\left(\frac{h}{L}\right) \hat{i} + B\left(\frac{h}{L}\right) \hat{j},$$

e, substituindo em 2.22, chega-se a:

$$A\left(\frac{h}{L}\right) = \ln\left(\frac{h}{z_0}\right) - \frac{k\hat{U}}{u_*} \quad (2.23)$$

$$B\left(\frac{h}{L}\right) = -\frac{k\hat{V}}{u_*} \text{sign } f, \quad (2.24)$$

sendo $\hat{V} = \hat{U} \hat{i} + \hat{V} \hat{j}$. Fazendo o casamento de 2.19 e 2.21, obtêm-se:

$$C\left(\frac{h}{L}\right) = \ln\left(\frac{h}{z_0}\right) - k\alpha_1\left(\frac{\hat{\theta} - \theta_0}{T_*}\right). \quad (2.25)$$

Para se computar as características internas da CL a partir de parâmetros externos (o que, como já ficou dito, é o principal objetivo da parametrização) é interessante que se escrevam expressões para o coeficiente de arrasto (C_D); o coeficiente de transferência de calor (C_H) e o ângulo (α) entre o vento à superfície e o vetor característico para o vento. C_D é obtido a partir de 2.23 e 2.24:

$$C_D \equiv \frac{u_*}{|\hat{V}|} = k \left\{ \left[\ln\left(\frac{h}{z_0}\right) - A \right]^2 + B^2 \right\}^{-1/2} \quad (2.26)$$

C_H é obtido a partir de 2.25:

$$C_H \equiv \frac{T_*}{\hat{\theta} - \theta_0} = k\alpha_1 \left[\ln\left(\frac{h}{z_0}\right) - C \right]^{-1} \quad (2.27)$$

α é obtido a partir de 2.24:

$$\text{sen } \alpha = \frac{\hat{V}}{|\hat{V}|} = \frac{-u_* B}{k |\hat{V}|} \text{ sign } f . \quad (2.27)$$

Quando se pretende determinar empiricamente, ou seja, a partir de observações, a forma das funções de similaridade A, B e C, uma das dificuldades que surgem é a escolha apropriada dos valores característicos para vento, temperatura e altura da CL. Arya e Wyngaard (1975) sugeriram o uso da média vertical do vento geostrofico como valor característico para o vento. Yamada (1976) retomou esse procedimento e estendeu-o, usando a média vertical da temperatura potencial como escala de temperatura. Assim:

$$\hat{V} = \langle \vec{V}_g \rangle \equiv \frac{1}{h} \int_{z_0}^h \vec{V}_g dz \quad e \quad (2.29)$$

$$\hat{\theta} = \langle \theta \rangle \equiv \frac{1}{h} \int_{z_0}^h \theta dz , \quad (2.30)$$

onde h é a altura da camada de mistura durante o dia e a altura da camada de inversão à superfície durante a noite. Para se obter $\langle \vec{V}_g \rangle$ seria preciso o perfil do vento geostrofico que, em geral, não é disponível. Portanto, $\langle \vec{V}_g \rangle$ é deduzido a partir do perfil do vento real. Para isso, toma-se como ponto de partida as equações médias do movimento para um escoamento estacionário e horizontalmente homogêneo:

$$\frac{\partial}{\partial z} (-\overline{u'w'}) = -f(v - v_g) \quad e \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (-\overline{v'w'}) = f(u - u_g) . \quad (2.32)$$

Integrando 2.31 e 2.32 de z_0 até h , obtêm-se:

$$\langle U_g \rangle = \langle U \rangle, \quad (2.33)$$

$$\langle V_g \rangle = \langle V \rangle - \frac{u_*^2}{fh}, \quad (2.34)$$

tendo sido usadas as seguintes condições de contorno:

$$(-\overline{u'w'})_{z_0} = u_*^2, \quad (-\overline{v'w'})_{z_0} = (-\overline{u'w'})_h = (-\overline{v'w'})_h = 0. \quad (2.35)$$

Substituindo 2.33 e 2.34 em 2.23 e 2.24 chega-se a:

$$A = \ln\left(\frac{h}{z_0}\right) - \frac{k\langle U \rangle}{u_*} \quad e \quad (2.36)$$

$$B = \frac{ku_*}{|f|h} - \frac{k\langle V \rangle}{u_*} \text{ sign } f. \quad (2.37)$$

Ao invés de $\langle \vec{V}_g \rangle$, podem ser usados outros valores característicos para o vento. Por exemplo: o vento medido no topo da CL (Melgarejo and Deardorff, 1974), o vento numa altura de $0,15 u_* / |f|$ (Clarke and Hess, 1974), ou o vento máximo na CL (Clarke, 1970). Também, a temperatura no topo da CL pode ser usada como outra opção para escala. Do mesmo modo, no lugar da altura h , como definida acima (logo abaixo da Equação 2.30), pode ser usada a escala de altura da camada de Ekman, $u_* / |f|$. A maneira de julgar qual dos valores característicos é o mais apropriado é a análise dos dados de observação.

CAPÍTULO 3

DADOS

Uma vez que os processos de circulação geral e os processos no interior da CL têm escalas diferentes, os dados gerados por observações de rotina em estações meteorológicas, úteis à compreensão dos primeiros, não são apropriados ao estudo dos últimos. Por esse motivo, as pesquisas sobre a CL dependem de conjuntos de dados obtidos de observações especiais. São observações concentradas em alguns dias num determinado local, onde são feitas medidas em vários horários. Tais medidas devem incluir, essencialmente, perfis de vento e temperatura desde bem perto da superfície até alguns poucos quilômetros, e medidas de fluxos turbulentos de momentum e calor ou de parâmetros que permitam sua determinação. Além dessas, outras medições são interessantes como, por exemplo, perfis e fluxos de umidade, fluxo de calor no chão e radiação.

Em 1967, na Austrália, uma equipe conjunta de pesquisadores da Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization (CSIRO) e do Commonwealth Bureau of Meteorology fez observações da camada limite atmosférica sobre um terreno plano uniforme, quase sem árvores, em latitudes médias. Essas observações resultaram num conjunto de dados, publicados por Clarke et alii (1971), conhecidos pelo nome de Wangara (nome aborígine para "vento do oeste"). Esses dados têm sido amplamente utilizados e serviram de base para vários estudos a respeito da CL. Entre outros trabalhos, podem ser citados: Clarke e Hess (1974), Deardorff (1974), Melgarejo e Deardorff (1974, 1975), Arya (1975), Arya e Wyngaard (1975), Yamada e Mellor (1975), Yamada (1976). Atendendo ao fato de que o parâmetro de Coriolis e a rugosidade da superfície têm papel relevante na determinação da estrutura da camada limite, organizou-se, em 1974, uma outra expedição. Dessa vez as observações foram feitas em latitudes baixas, sobre terreno de savana com uma distribuição não uniforme de vegetação. A expedição recebeu o nome de Koorin (nome aborígine para "vento de leste") e os resultados foram publicados por Clarke e Brook (1979). Comparando esse experimento com o anterior, dizem os autores: "Um objetivo, entretanto, que permaneceu similar, foi

testar, sobre um terreno bem típico de regiões tropicais, a utilidade da formulação da CL que requer a determinação das funções universais A, B e C derivadas da similaridade do número de Rossby, ou, de qualquer outra maneira possível, contribuir para uma melhor descrição da CL".

Apresentar-se-á aqui uma descrição sumária do experimento. Informações mais pormenorizadas poderão ser encontradas na publicação já citada de Clarke e Brook (1979). O projeto foi montado em Daly Waters, no Território Norte da Austrália ($16^{\circ}16'S$, $133^{\circ}23'E$), localizada bem ao norte da latitude normal do cinturão subtropical de alta pressão, quase no centro de um planalto de savana de cerca de 250 m de altitude. Num raio de cerca de 30 km, a vegetação é constituída principalmente de árvores de 5 a 10 m de altura, espalhadas de maneira não uniforme, tendo, entre elas, o chão coberto por moitas de capim de 0,5 a 1 m de altura e trechos menores de solo descoberto ou coberto por capim queimado. O clima da região, de acordo com a classificação de Köpen, é semi-árido com inverno seco e chuvas predominantes no verão.

As observações se estenderam por 29 dias, de 15 de julho a 13 de agosto de 1974, época de inverno, praticamente sem chuvas e com ventos à superfície soprando de sudeste quase constantemente. O programa consistiu primeiramente de: sondagens do vento em intervalos de uma hora, rastreados por radar e duplo teodolito, até cerca de 3 km de altura; sondagens de temperatura por radiossonda em intervalos de 3 horas. Foram feitas algumas sondagens suplementares, depois do décimo dia, nos horários de mudança mais rápida da temperatura à superfície, isto é, quando a inversão noturna está se formando ou se desfazendo. Antes de cada ascensão foram feitas medidas convencionais à superfície de temperatura, pressão, vento, umidade, temperatura do solo e nebulosidade. Para essas observações, utilizaram-se as instalações de um aeroporto abandonado. Próximo ao aeroporto, em locais bem representativos do terreno ao redor de Daly Waters, instalaram-se dois mastros para medidas micrometeorológicas de perfis de vento e temperatura, umidade, radiação global e líquida, fluxo de calor no chão, fluxos de calor sensível e latente na atmosfera e tensão de cisalhamento. Além disso, instalou-se uma rede de 5 barômetros automáticos (um no aeroporto e os outros a 150 km

na direção dos pontos cardeais) para possibilitar a medida do gradiente horizontal de pressão e, daí, o cálculo do vento geostrofico à superfície. As observações acima foram ainda suplementadas por medidas feitas por meio de uma aeronave instrumentada, com o objetivo de estimar a variabilidade horizontal e vertical de certas propriedades atmosféricas.

Do extenso conjunto de dados publicados serão selecionados os que forem úteis à formulação descrita no Capítulo 2. Dos perfis de temperatura fornecidos por radiossondagem até 3 km de altura serão obtidos perfis de temperatura potencial. Esses últimos possibilitarão chegar à escala de altura, h_{θ} , da CL e a escalas para a temperatura potencial. Uma escala para θ será obtida fazendo-se a média vertical de acordo com a Equação 2.30. Outra será a temperatura potencial na altura h , obtida diretamente dos perfis. Para o cálculo da média vertical é necessário o valor de z_0 . Clarke e Brook (1979) forneceram os valores $(0,4 \pm 0,2)$ m e $(0,9 \pm 0,3)$ m para os locais dos mastros M1 e M2, respectivamente. Dentro das incertezas dessas estimativas, os trabalhos já publicados que usam esse mesmo conjunto de dados, têm tomado, como será feito aqui, o valor $z_0 = 0,5$ m (Garratt and Francey, 1978; Garratt, 1978 a, b). Analogamente, usando os perfis de u e v até 3 km, serão obtidos dois diferentes valores característicos para o vento. Um será a média vertical do vento geostrofico e a maneira de se chegar a ela a partir dos perfis de vento já foi descrita no Capítulo 2, das Equações 2.29 até 2.37. Outro, o vento local em $z = h$, será obtido diretamente dos perfis. Serão ainda necessários os valores dos fluxos de momentum e calor para que se obtenha a escala de Monin-Obukhov e ainda outra escala para a altura da CL, u_* / f . Como esses dois fluxos foram medidos em dois mastros separados por uma distância de cerca de 4 km, será usada a média entre os dois valores, por se julgar mais próxima do valor do fluxo médio da área.



CAPÍTULO 4

RESULTADOS

No Capítulo 2, foi descrita a formulação a ser utilizada na avaliação das funções de similaridade. Para se aplicar essa formulação aos dados de Koorin, é preciso, antes de tudo, selecionar os dados que interessam. Também, pela própria natureza do assunto, convém que os resultados obtidos sejam comparados com os de outros trabalhos. Assim, este capítulo será dividido em três seções. Na primeira, será feita uma descrição das principais etapas envolvidas na seleção dos dados e no cálculo de alguns parâmetros necessários. Na segunda, serão apresentados os resultados das avaliações. Na última, serão mostrados resultados de outros investigadores e serão feitas comparações.

4.1 - SELEÇÃO DOS DADOS

Os dados necessários para a avaliação de A, B e C através das Equações 2.23 a 2.25, e diretamente fornecidos por Clarke e Brook (1979), são: perfis de temperatura e velocidade do vento, fluxos verticais de momentum e calor, direção do vento à superfície, temperaturas medidas em alguns níveis de um mastro. A partir desses podem-se obter outros valores necessários: altura da camada limite, velocidade de fricção, escala de temperatura, escala de Monin-Obukhov. Assim, foram selecionadas séries de medidas em que constavam, simultaneamente: perfis de temperatura T e dos componentes da velocidade do vento U e V; valores medidos do fluxo vertical de momentum, τ , e do fluxo vertical de calor, H, nos dois mastros M1 e M2; medidas da direção do vento, α ; valores de T nos níveis 2 e 5 do mastro M1 (alturas 15,65 m e 48,65 m, respectivamente). Qualquer série a que faltasse um ou mais desses elementos não foi considerada. Além disso, algumas das séries selecionadas foram rejeitadas por apresentarem fluxos de momentum e/ou calor com valor zero, indicando condições neutras. Obtiveram-se então 85 séries de medidas para condições instáveis e 6 séries para condições estáveis, sendo verificadas as condições de estabilidade pela escala de Monin-Obukhov. O critério de se escolherem séries com medidas simultâneas de τ

e H nos dois mastros foi adotado com o objetivo de se fazer a média entre os dois valores, mais próxima do valor do fluxo médio da área, como já ficou dito no Capítulo 3. Porém, como a adoção desse critério resultou em poucas séries representativas de condições estáveis, usou-se um critério menos restritivo nesses casos. Incluíram-se, então, séries que dispunham de medidas de fluxo em apenas um dos dois mastros. Dessa forma o número de séries para casos estáveis passou de 6 para 28.

Os dados selecionados estão transcritos nas oito primeiras colunas da Tabela 4.1 (condições instáveis) e da Tabela 4.2 (condições estáveis). Outros valores necessários foram calculados e relacionados nas colunas de 9 a 11 dessas Tabelas. A altura observada da camada limite (CL) foi obtida a partir dos perfis de temperatura potencial. Foram plotados perfis para os horários selecionados e h foi tomada como sendo a altura da camada de inversão noturna, quando esta era observada, ou a altura da camada de mistura, nos demais casos. A Figura 4.1 (a, b), onde são mostrados perfis de θ para alguns horários do 13º dia do experimento, exemplifica o procedimento adotado. Os valores de h então obtidos estão relacionados na décima-segunda coluna das Tabelas 4.1 e 4.2. Outras observações sobre a construção das duas Tabelas de dados são oportunas:

- a) Os horários assinalados na terceira coluna correspondem aos horários de lançamento do balão e da radiossonda que, por vezes, diferem de alguns minutos do horário das medições dos mastros.
- b) Os valores de τ são médias aritméticas dos valores assinalados para M1 e M2. Nos primeiros dias (até o 7º dia, para M1, e até o 6º dia, para M2) os horários para os quais τ era fornecido correspondiam aos horários das outras medidas e foram, então, tomados diretamente. Nos outros dias, os valores fornecidos correspondiam a 15 minutos antes e 15 minutos depois dos horários das outras medidas. Nesse caso, o valor tomado para cada mastro foi a média aritmética entre esses dois valores. Só foram tomados valores diretos, nesses dias, quando o horário de lançamento do balão estava mais próximo de um desses dois do que da hora central.

- c) Os valores de H foram obtidos procedendo-se de maneira análoga à descrita acima para τ .
- d) A temperatura potencial tabelada na sexta coluna (θ_2) é a que foi usada no parâmetro de fluatibilidade (g/θ) para o cálculo de L . Foi obtida da temperatura do nível 2 de M1. Esse é o nível mais próximo daquele onde foram montados os sensores para medidas de fluxos.
- e) A temperatura potencial tabelada na sétima coluna (θ_5) é a que foi usada para a extrapolação do perfil de θ até z_0 para se obter θ_0 .
- f) O ângulo α é a direção do vento à superfície.
- g) Os parâmetros u_* (velocidade de fricção), T_* (escala de temperatura) e L (escala de Monin-Obukhov) foram calculados através das Equações 2.10.
- h) O N relacionado na décima-terceira coluna é o número de níveis, dentro da CL, para os quais se têm medidas de U , V e θ .
- i) Em especial para a Tabela 4.2, quando os valores de τ (ou H) eram disponíveis para os dois mastros, foi usada a média aritmética. Quando só havia valores disponíveis num dos mastros, foi usado esse valor. A última coluna da Tabela 4.2 refere-se, então, a:
- Caso 1: só foram usados valores de M1.
- Caso 2: só foram usados valores de M2.
- Caso 3: foi usada a média dos valores de M1 e M2.

TABELA 4.1

PARÂMETROS SELECIONADOS E CALCULADOS DO EXPERIMENTO KOORIN
 CONDIÇÕES INSTÁVEIS

Nº	DIA	HORA (LOCAL)	τ (N/m ²)	H (W/m ²)	θ_{2-273} (K)	θ_{5-273} (K)	α (grau)	u_x (m/s)	T_x (°C)	L (m)	h (m)	N
1	2	15:00	0,305	218	28,6	29,3	40	0,498	-0,357	-61,0	1400	24
2	3	9:00	0,043	98	20,8	21,1	62	0,187	-0,428	-7,00	450	9
3	4	9:02	0,005	75	22,2	21,5	29	0,064	-0,960	-0,36	650	12
4		11:59	0,010	224	28,3	28,4	151	0,090	-2,028	-0,35	800	16
5		14:59	0,018	194	30,6	30,8	127	0,121	-1,309	-0,99	1800	28
6	5	12:00	0,470	242	29,2	29,2	128	0,618	-0,320	-105,4	950	19
7		15:00	0,259	159	31,4	31,6	139	0,490	-0,265	-80,3	1800	28
8	6	9:00	0,088	101	21,4	21,6	129	0,267	-0,308	-19,9	800	16
9		12:00	0,373	237	28,5	28,5	86	0,551	-0,351	-75,9	900	18
10		15:00	0,360	199	30,9	30,9	95	0,541	-0,300	-86,4	1800	28
11	7	9:00	0,469	99	21,8	21,9	125	0,617	-0,131	-250,4	500	10
12		12:00	0,795	249	27,7	27,6	108	0,804	-0,253	-224,1	1200	22
13		15:00	0,385	230	29,8	29,9	108	0,559	-0,336	-82,3	1900	29
14	8	8:58	0,398	117	20,7	20,8	108	0,569	-0,168	-165,0	350	7

(continua)

Tabela 4.1 - continuação.

Nº	DIA	HORA (LOCAL)	τ (N/m ²)	H (W/m ²)	θ_2-273 (K)	θ_5-273 (K)	α (grau)	u_* (m/s)	T_* (°C)	L (m)	h (m)	N
15	8	10:00	0,440	178	23,3	23,4	114	0,598	-0,243	-127,2	400	8
16		11:00	0,433	245	25,4	25,5	102	0,593	-0,337	-90,9	300	6
17		11:58	0,286	200	27,1	27,2	128	0,482	-0,339	-60,1	850	17
18		15:05	0,170	237	29,2	29,4	144	0,372	-0,520	-23,4	1700	27
19	9	10:00	0,325	177	24,0	24,1	136	0,514	-0,281	-81,4	400	8
20		11:00	0,443	224	26,5	26,6	116	0,600	-0,305	-103,2	800	16
21		12:02	0,439	297	27,8	27,8	100	0,597	-0,406	-77,1	950	19
22		16:11	0,298	115	30,6	30,8	132	0,492	-0,191	-112,4	1800	28
23	10	9:00	0,378	135	22,2	22,4	132	0,554	-0,199	-133,1	350	7
24		15:17	0,358	243	30,7	30,7	95	0,559	-0,355	-78,2	1900	29
25	11	12:00	0,376	233	28,6	28,7	68	0,553	-0,344	-78,1	1100	21
26	12	8:56	0,329	112	24,2	24,3	90	0,517	-0,177	-131,1	450	9
27		12:05	0,601	284	28,3	28,2	82	0,699	-0,332	-129,4	1400	24
28		14:59	0,396	222	30,6	30,5	73	0,567	-0,319	-89,2	1900	29
29	13	12:10	0,538	234	30,2	30,1	94	0,661	-0,289	-133,9	1600	26
30		15:02	0,540	217	31,7	31,7	90	0,663	-0,267	-145,9	2100	31
31	14	12:00	0,508	330	29,3	29,2	102	0,643	-0,419	-86,8	900	18
32		16:16	0,453	123	31,5	31,6	82	0,607	-0,165	-197,6	1900	29

(continua)

Tabela 4.1 - continuação.

Nº	DIA	HORA (LOCAL)	τ (N/m ²)	H (W/m ²)	θ_2-273 (K)	θ_5-273 (K)	α (grau)	u_* (m/s)	T_* (°C)	L (m)	h (m)	N
33	15	9:00	0,033	116	22,8	23,1	66	0,164	-0,578	-4,00	900	18
34		15:02	0,255	112	31,3	31,3	56	0,455	-0,201	-91,6	2000	30
35	16	9:01	0,051	105	23,5	23,8	36	0,204	-0,421	-8,52	200	4
36		12:03	0,124	225	29,7	29,8	64	0,318	-0,578	-15,4	1200	22
37	17	12:00	0,189	238	27,9	27,9	10	0,392	-0,496	-27,2	800	16
38	18	12:00	0,176	252	26,8	26,8	38	0,378	-0,544	-23,0	600	12
39		14:55	0,031	222	29,5	30,2	199	0,159	-1,142	-1,95	1700	27
40	19	10:05	0,104	224	25,4	25,4	103	0,291	-0,629	-11,7	400	8
41		11:00	0,210	281	27,1	27,1	103	0,413	-0,555	-26,9	650	13
42		12:00	0,111	258	28,1	28,2	89	0,300	-0,701	-11,3	1100	21
43	20	10:00	0,305	160	26,9	27,0	101	0,498	-0,262	-82,7	600	12
44		11:01	0,460	244	28,2	28,2	125	0,612	-0,326	-100,8	850	17
45		12:00	0,355	273	28,9	28,9	133	0,537	-0,415	-61,2	2000	30
46		14:59	0,301	231	30,5	30,5	151	0,495	-0,381	-56,8	2200	32
47	21	10:01	0,145	213	25,7	25,9	41	0,343	-0,506	-20,3	900	18
48		11:01	0,174	253	27,4	27,5	72	0,376	-0,549	-22,6	1000	20
49	22	10:00	0,161	188	26,8	26,9	79	0,362	-0,424	-27,0	500	10
50		11:00	0,426	270	28,0	28,0	101	0,589	-0,375	-81,2	1500	25

(continua)

Tabela 4.1 - continuação.

Nº	DIA	HORA (LOCAL)	τ (N/m ²)	H (W/m ²)	θ_{2-273} (K)	θ_{5-273} (K)	α (grau)	u_* (m/s)	T_* (°C)	L (m)	h (m)	N
51	22	12:04	0,549	296	28,9	28,9	112	0,668	-0,362	-108,6	1600	26
52		14:57	0,426	226	30,4	30,4	131	0,589	-0,314	-97,7	1600	26
53	23	11:00	0,184	239	27,3	27,4	45	0,387	-0,504	-26,0	900	18
54		12:00	0,246	261	28,7	28,7	71	0,447	-0,476	-36,9	1300	23
55		15:01	0,340	236	30,9	31,1	87	0,526	-0,366	-66,8	1800	28
56	24	10:00	0,107	165	27,3	27,4	50	0,295	-0,457	-16,7	1700	27
57		11:00	0,261	242	28,2	28,3	50	0,461	-0,429	-43,5	900	18
58		12:00	0,267	260	29,4	29,3	81	0,466	-0,456	-42,0	1400	24
59	25	9:01	0,097	138	22,0	22,2	1	0,281	-0,401	-16,9	850	17
60		10:03	0,175	192	25,1	25,2	360	0,377	-0,429	-28,9	750	15
61		12:00	0,120	244	29,0	29,0	51	0,312	-0,638	-13,5	750	15
62		15:05	0,264	201	30,9	31,0	81	0,463	-0,354	-53,7	2100	31
63	26	9:02	0,439	139	20,5	20,6	130	0,597	-0,190	-160,8	650	13
64		10:00	0,570	215	23,6	23,6	113	0,681	-0,258	-155,4	400	8
65		11:00	0,438	268	25,5	25,6	100	0,597	-0,367	-84,5	600	12
66		12:00	0,308	267	27,5	27,5	77	0,500	-0,436	-50,4	850	17
67		15:00	0,254	211	30,2	30,2	57	0,454	-0,379	-48,2	2100	31
68	27	9:00	0,275	158	22,2	22,4	138	0,473	-0,273	-70,5	650	13

(continua)

Tabela 4.1 - conclusão

Nº	DIA	HORA (LOCAL)	τ (N/m ²)	H (W/m ²)	θ_{2-273} (K)	θ_{5-273} (K)	α (grau)	u^* (m/s)	T^* (°C)	L (m)	h (m)	N
69	27	10:00	0,258	213	25,2	25,4	92	0,458	-0,380	-48,0	450	9
70		11:00	0,360	239	27,3	27,3	80	0,541	-0,361	-71,1	850	17
71		12:00	0,245	267	28,3	28,3	81	0,446	-0,488	-35,8	1200	22
72		15:04	0,390	231	34,6	30,7	105	0,563	-0,335	-84,9	2300	33
73	28	10:07	1,529	258	25,2	25,1	107	1,115	-0,189	-572,2	700	14
74		11:00	1,366	282	26,0	25,9	111	1,054	-0,218	-443,2	1000	20
75		11:59	1,141	336	26,6	26,5	119	0,963	-0,285	-284,5	1200	22
76		15:00	0,955	276	28,0	27,9	139	0,881	-0,256	-266,5	2100	31
77	29	9:00	0,477	143	19,5	19,8	120	0,623	-0,187	-176,4	300	6
78		10:00	0,889	238	22,2	22,3	115	0,850	-0,229	-272,2	600	12
79		11:02	0,849	291	23,6	23,5	117	0,831	-0,286	-208,8	900	18
80		12:00	0,829	305	25,4	25,4	97	0,821	-0,303	-193,3	1500	25
81		15:00	0,321	185	28,2	28,4	62	0,511	-0,296	-77,5	2100	31
82	30	8:58	0,544	141	22,2	22,3	85	0,665	-0,173	-219,9	400	8
83		10:00	0,758	208	23,9	23,9	87	0,785	-0,216	-246,6	1400	24
84		11:00	0,744	301	25,0	24,9	77	0,778	-0,316	-166,3	1600	26
85		12:00	0,422	286	25,6	25,6	66	0,586	-0,399	-74,9	1700	27

TABELA 4.2

PARÂMETROS SELECIONADOS E CALCULADOS DO EXPERIMENTO KOORIN

CONDIÇÕES ESTÁVEIS

Nº	DIA	HORA (LOCAL)	τ (N/m ²)	H (W/m ²)	θ_2-273 (K)	θ_5-273 (K)	α (grau)	u_* (m/s)	T_* (°C)	L (m)	h (m)	N	CASO
1	5	18:01	0,050	-85	28,4	30,5	165	0,202	0,344	10,4	2100	31	2
2	6	18:00	0,075	-19	28,7	30,2	74	0,247	0,063	85,4	1800	28	2
3	7	18:09	0,105	-14	27,2	28,7	154	0,292	0,039	191,0	2200	32	2
4	8	21:02	0,230	-69	22,3	23,3	147	0,432	0,130	123,6	300	6	2
5	8	0:01	0,033	-2	19,3	20,9	35	0,164	0,010	229,4	500	10	3
6	9	18:07	0,039	-18	28,7	30,1	139	0,178	0,083	33,8	2000	30	3
7	9	21:06	0,075	-56	24,8	25,9	139	0,247	0,185	28,6	250	5	2
8	10	3:01	0,005	-4	17,3	19,5	145	0,064	0,051	6,72	1100	21	2
9	10	18:03	0,015	-8	29,3	30,6	89	0,110	0,059	18,2	1900	29	1
10	11	18:08	0,028	-8	29,4	30,8	81	0,151	0,043	46,4	1900	29	3
11	12	18:01	0,160	-31	29,0	30,2	81	0,361	0,070	163,2	1800	28	2
12	13	18:02	0,140	-21	29,7	31,0	73	0,337	0,051	197,7	2300	33	2
13	18	18:03	0,015	-6	29,1	30,0	331	0,110	0,044	24,2	2400	34	3
14	19	0:00	0,225	-52	22,6	23,4	137	0,428	0,099	158,9	300	6	2

(continua)

Tabela 4.2 - conclusão.

Nº	DIA	HORA (LOCAL)	τ (N/m ²)	H (W/m ²)	θ_2-273 (K)	θ_5-273 (K)	α (grau)	u_* (m/s)	T_* (°C)	L (m)	h (m)	N	CASO
15	19	3:05	0,064	-3	20,9	22,1	150	0,228	0,011	415,3	750	15	2
16	21	17:58	0,038	-18	28,9	30,5	92	0,176	0,084	32,5	2300	33	3
17	17	21:01	0,008	-27	24,4	28,2	142	0,081	0,273	2,06	300	6	3
18	22	18:03	0,095	-32	28,3	29,9	159	0,278	0,094	72,2	2100	31	2
19	23	0:02	0,015	-6	19,6	22,8	132	0,110	0,044	23,5	250	5	3
20	20	18:20	0,025	-4	29,4	31,0	76	0,143	0,023	78,2	1800	28	3
21	26	18:03	0,145	-26	28,1	29,4	68	0,343	0,062	167,4	2100	31	2
22	27	18:06	0,280	-35	28,8	29,9	138	0,477	0,060	334,5	2800	38	2
23	23	21:02	0,175	-48	24,4	25,5	142	0,377	0,104	118,8	250	5	2
24	28	0:02	0,020	-39	22,0	23,4	69	0,128	0,250	5,60	250	5	2
25	25	18:00	0,253	-42	25,8	26,5	127	0,454	0,076	237,0	2000	30	3
26	26	22:13	0,582	-88	19,2	20,1	144	0,688	0,104	386,0	650	13	2
27	29	0:05	0,383	-54	17,1	18,3	143	0,558	0,079	333,4	350	7	2
28	28	20:59	0,045	-47	21,4	24,9	113	0,191	0,201	15,7	350	7	2

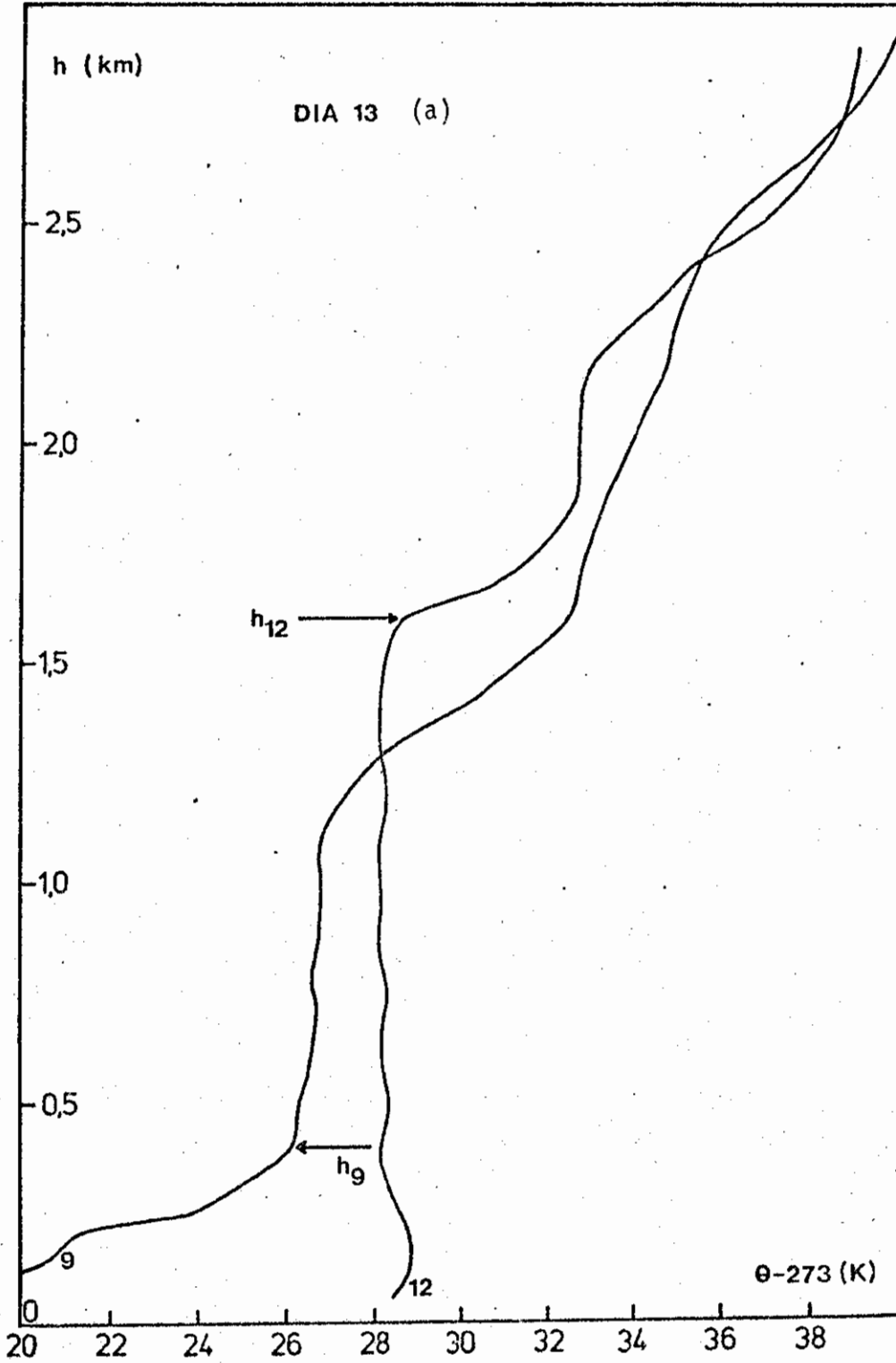


Fig. 4.1 - Perfis observados de temperatura potencial θ , para alguns horários do 13º dia (27-07-1974) do experimento Koorin: a) 0900 e 1200 hs. (hora local); b) 1500 e 1800 hs. (hora local).

(continua)

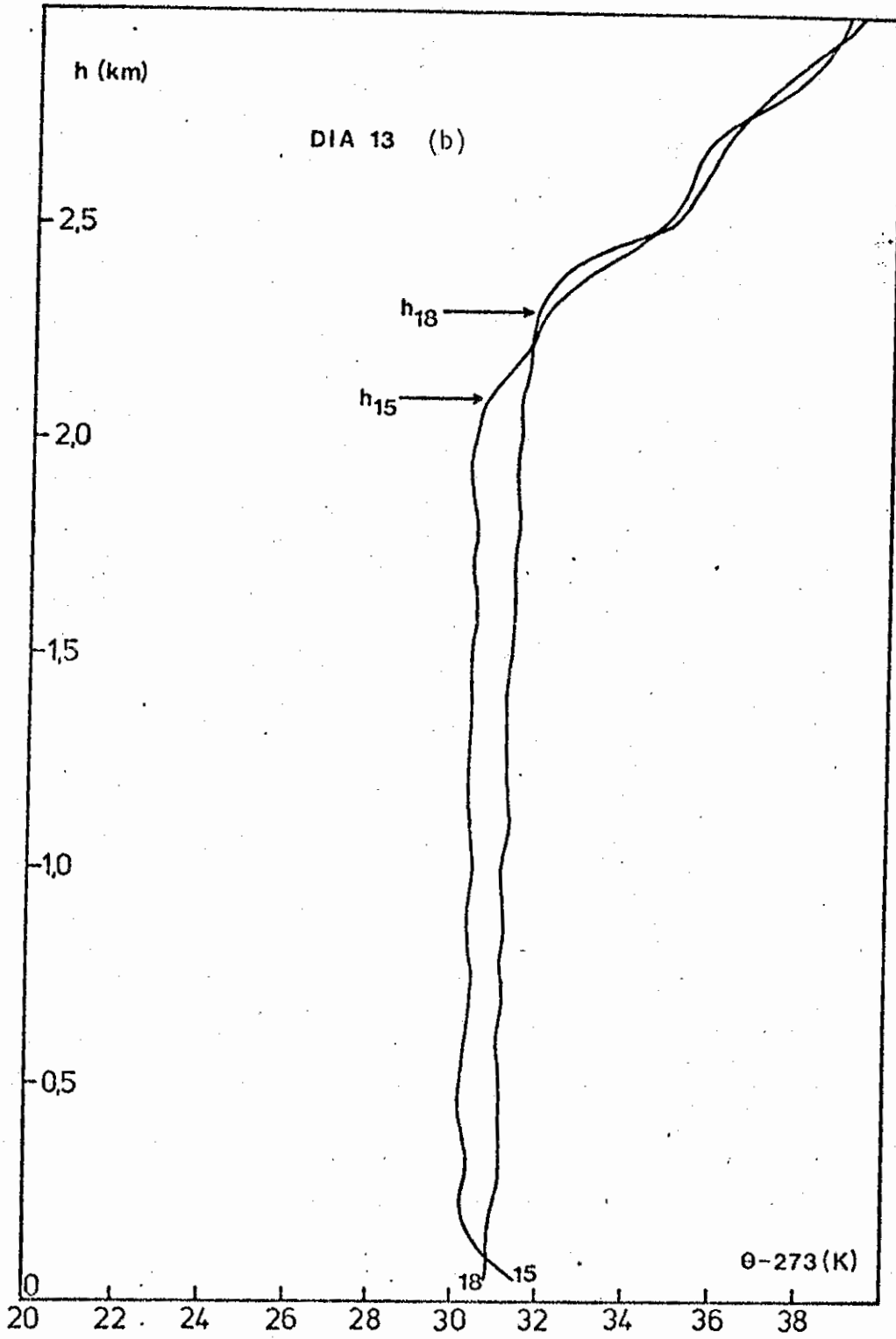


Fig 4.1 - conclusão.

Os trabalhos iniciais que desenvolveram a teoria da similaridade (Kazanski and Monin, 1960; Zilitinkevich et alii, 1967), referenciados por Arya (1975), consideram que os campos adimensionais que descrevem a CL são funções universais de uma altura adimensional, ξ , e de um parâmetro de estratificação, μ , sendo $\xi = |f|z/u_*$ e $\mu = ku_*/|f|L$. Essa escolha se baseia na hipótese de que, sob todas as condições de estabilidade, a altura da CL é proporcional a $u_*/|f|$. Porém, estudos numéricos posteriores sugerem que, sob condições instáveis, a altura da CL é fixada apenas pela base da inversão mais baixa e $u_*/|f|$ não é uma escala de altura relevante (Deardorff, 1972). Usando os dados de "Great Plains" (Lettau and Davidson, 1957) e "Wangara" (Clarke et alii, 1971), Arya assinalou que, plotando-se $u_*/|f|$ versus z_i (altura da base da inversão), não se verifica correlação significativa entre as duas alturas. Isso foi confirmado por Brost et alii (1982).

Para verificar se coisa análoga acontecia aos dados de Koorin, construiu-se um gráfico de h_0 versus $u_*/|f|$, que é mostrado na Figura 4.2. Ali se constata uma correlação muito baixa entre as duas escalas. Essa baixa correlação pode ser explicada, de acordo com Arya (1975), por que os processos físicos que determinam as duas escalas são inteiramente diferentes. A escala de altura $u_*/|f|$ depende da intensidade do escoamento e dos processos de mistura na camada superficial. A altura observada da CL, h_0 , e sua variação no decorrer do dia dependem de diversos fatores, principalmente do ciclo de aquecimento diário, da velocidade vertical em grande escala, da advecção de calor em grande escala, do gradiente de temperatura potencial e do resfriamento radiativo na camada estável. Os modelos numéricos da CL desenvolvidos até agora não incluem todos esses fatores. O desenvolvimento de modelos mais refinados que incluam algum ou alguns deles e a comparação dos resultados desse desenvolvimento com dados experimentais oferecem um vasto campo aberto a futuras pesquisas.

Em virtude da baixa correlação verificada na Figura 4.2, a escala $u_*/|f|$ foi descartada como valor característico para a altura da CL, nas avaliações das funções de similaridade.

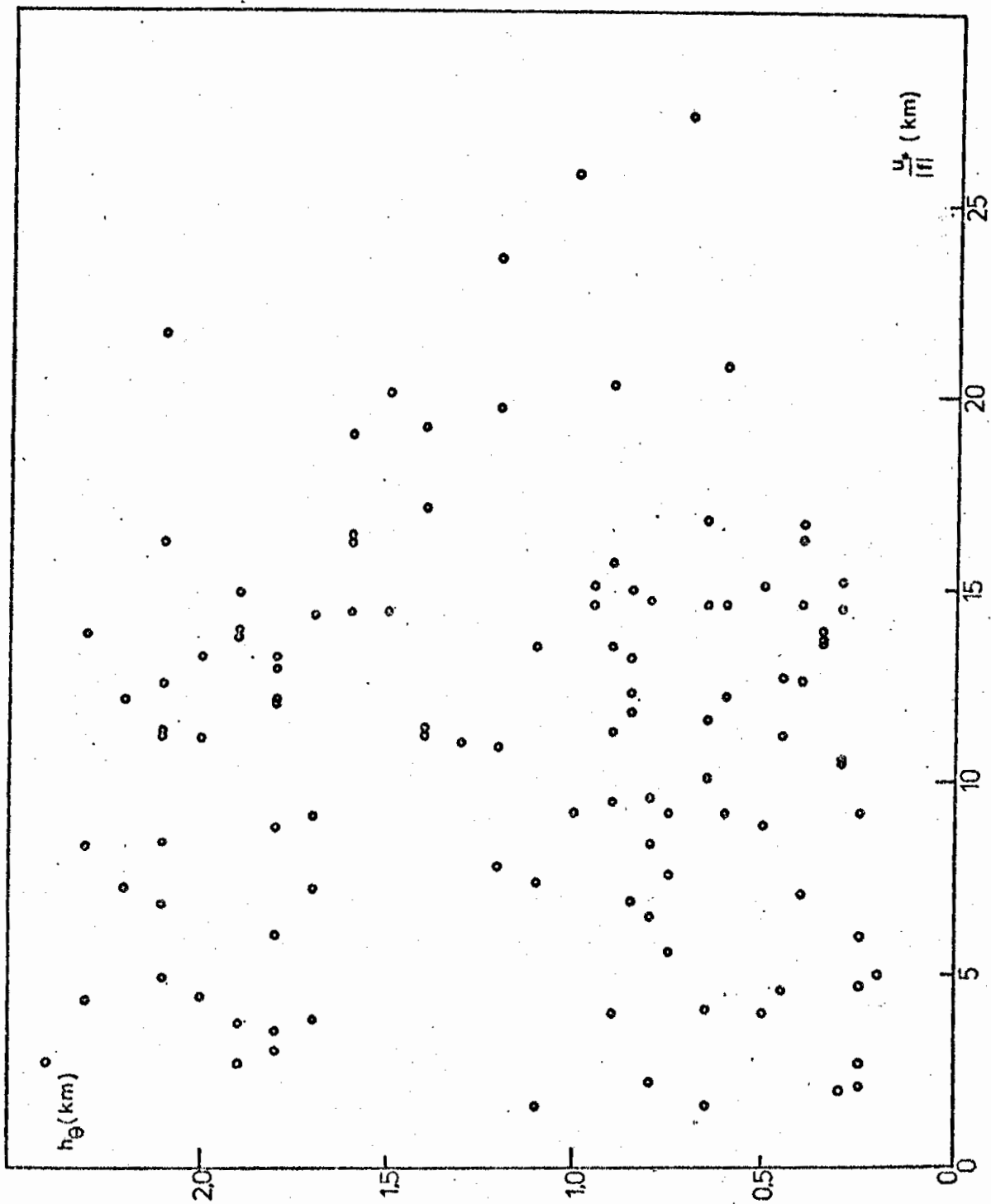


Fig. 4.2 - Altura observada da camada Limite, h_{θ} , versus escala de altura $u_*/|f|$.

4.2 - AVALIAÇÃO DAS FUNÇÕES DE SIMILARIDADE

Os dados relacionados nas Tabelas 4.1 e 4.2, juntamente com os perfis de U, V e T para os horários considerados, foram usados para avaliar as funções de similaridade A, B e C através das Equações 2.23 a 2.25, 2.36 e 2.37. Tal avaliação requer a adoção de relações fluxo-perfil para a camada superficial ao se estimar a temperatura à superfície. Para efeito de comparação, usaram-se as relações apresentadas por Businger et alii (1971) e as de Dyer (1974), revisão das que foram relacionadas por Dyer e Hicks (1970). A escolha dessas relações foi baseada nos resultados de Viswanadham (1982) que comparou vários modelos empíricos e dados experimentais de diversas fontes, concluindo sobre quais relações são mais realísticas. Foram utilizados dois valores característicos para adimensionalizar o vento: a média vertical do vento geostrófico e o vento medido no topo da CL. Analogamente, dois valores característicos para a temperatura potencial: a média vertical e o valor local no topo da CL. Assim, cada função foi calculada para quatro casos diferentes:

- 1) Formulação de Dyer (1974), sendo valores característicos a média vertical do vento geostrófico e a média vertical da temperatura potencial.
- 2) Formulação de Dyer (1974), sendo valores característicos o vento e a temperatura potencial medidos no topo da CL.
- 3) Formulação de Businger et alii (1971), sendo valores característicos a média vertical do vento geostrófico e a média vertical da temperatura potencial.
- 4) Formulação de Businger et alii (1971), sendo valores característicos o vento e a temperatura potencial medidos no topo da CL.

Os pontos obtidos para A, B e C como função de ζ ($= h_0/L$) são apresentados nas Figuras 4.3 a 4.12. Esses gráficos constituem uma contribuição ao estudo da universalidade das funções de similaridade porque podem ser comparados com resultados de outros estudos.

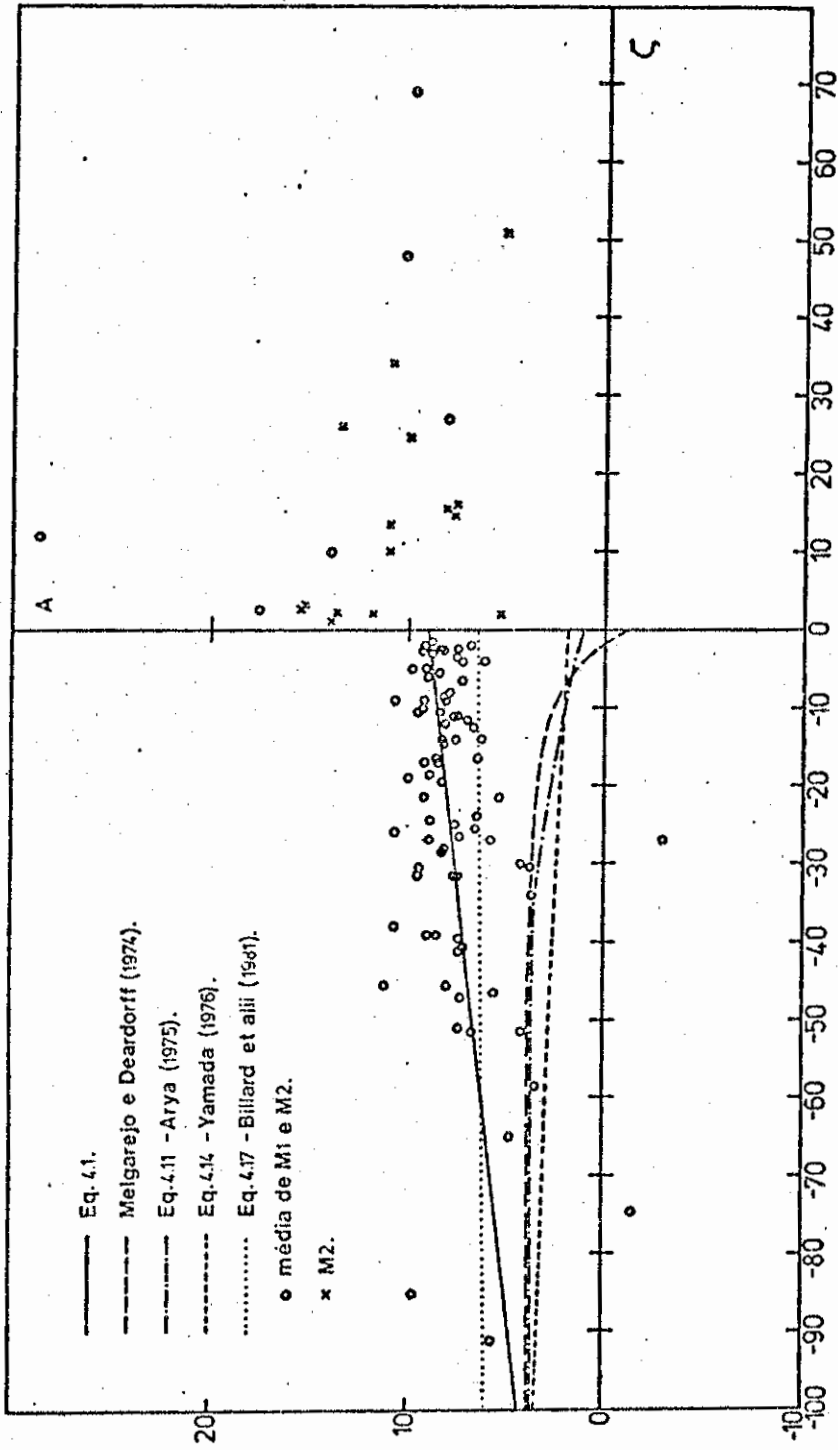


Fig. 4.3 - Função de similaridade A como função de ζ ($\zeta = z/h$). Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Dyer (1974) e os valores característicos ($\langle \bar{V}_g \rangle$ e $\langle \theta \rangle$); caso 1.

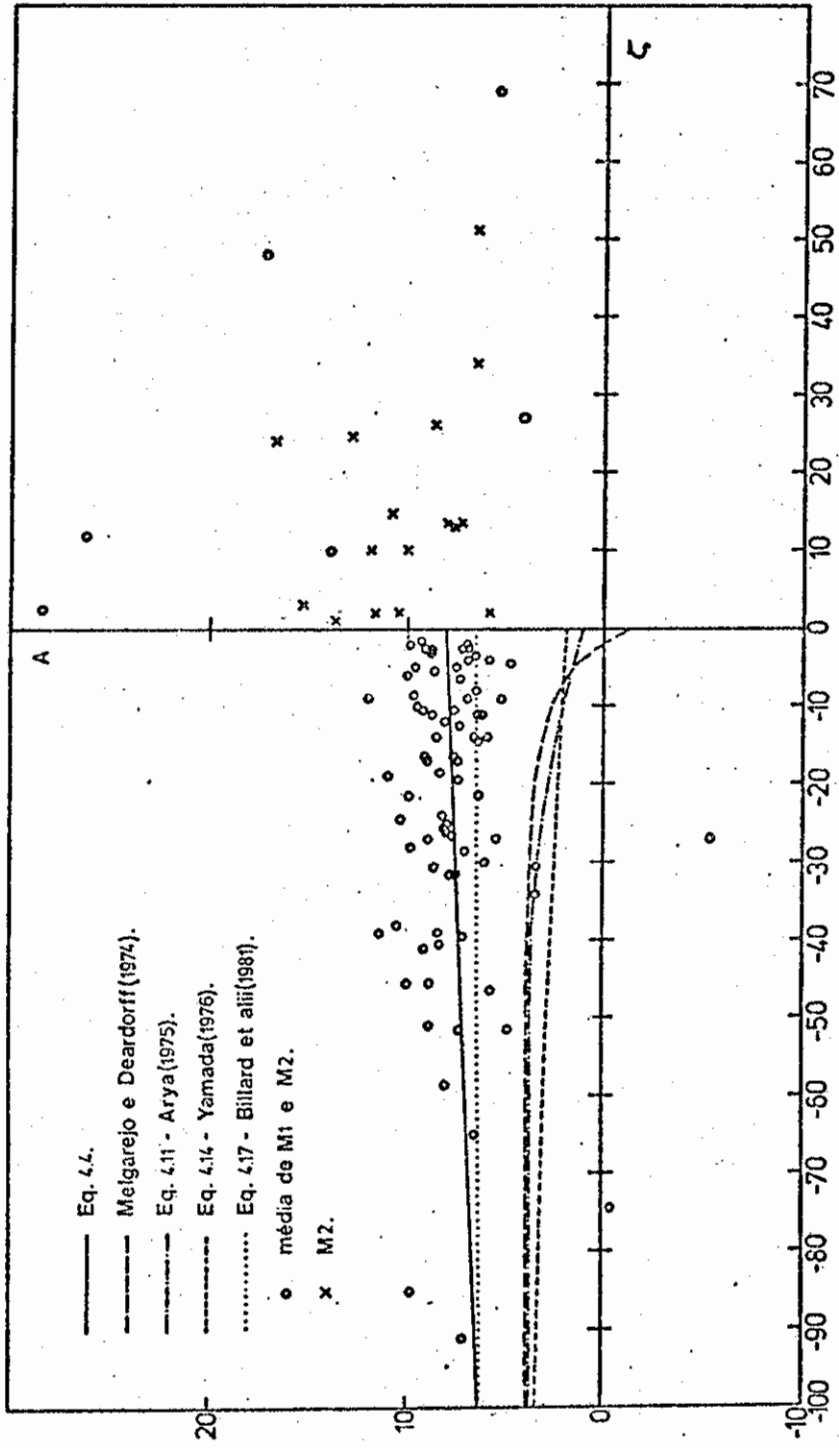


Fig. 4.4 - Função de similaridade A como função de ζ . Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Dyer (1974) e os valores característicos (V_h e θ_h); caso 2.

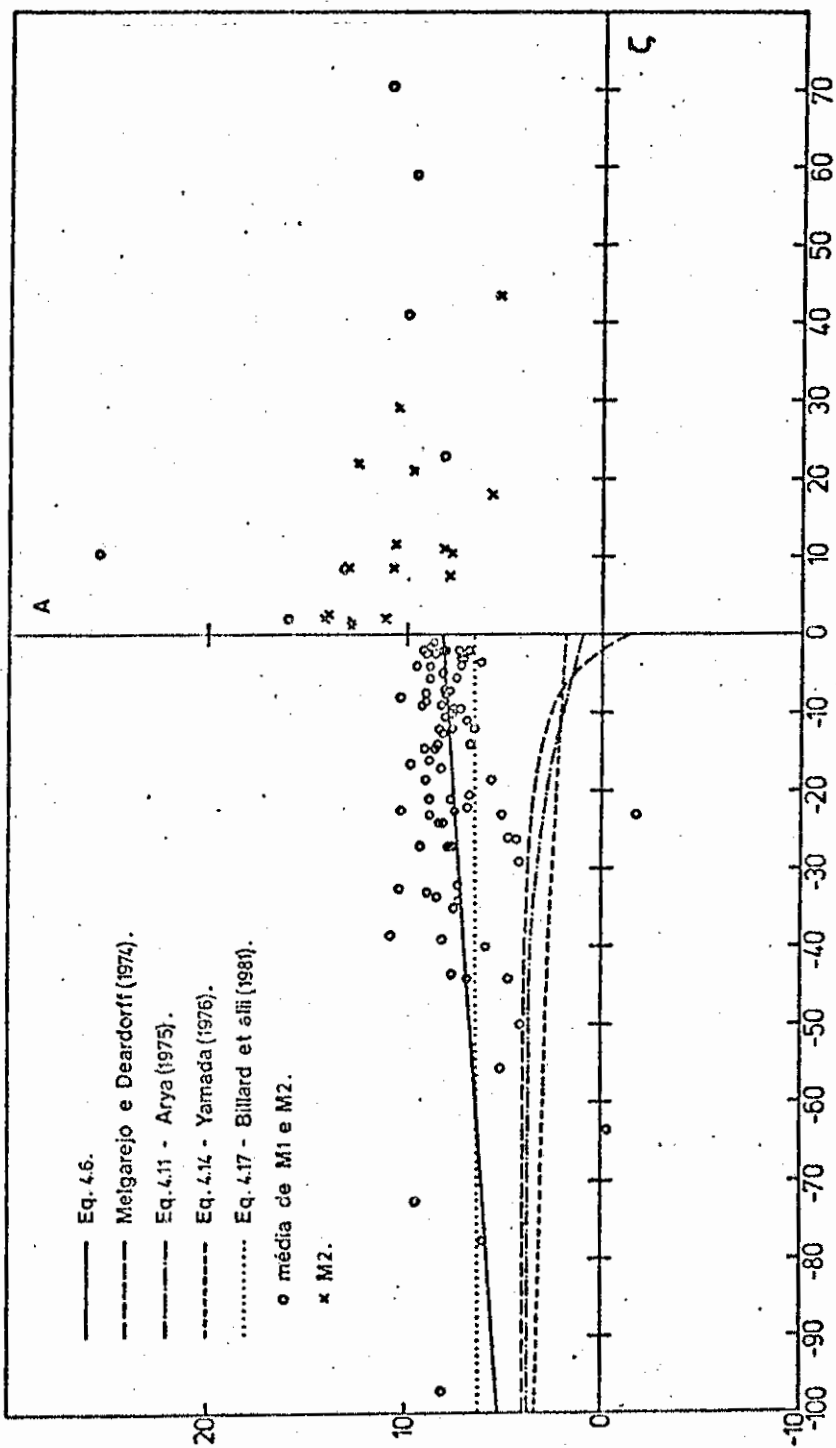


Fig. 4.5 - Função de similaridade A como função de ζ . Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Businger et alii (1971) e os valores característicos ($\langle \bar{v}_g \rangle$ e $\langle \theta \rangle$); caso 3.

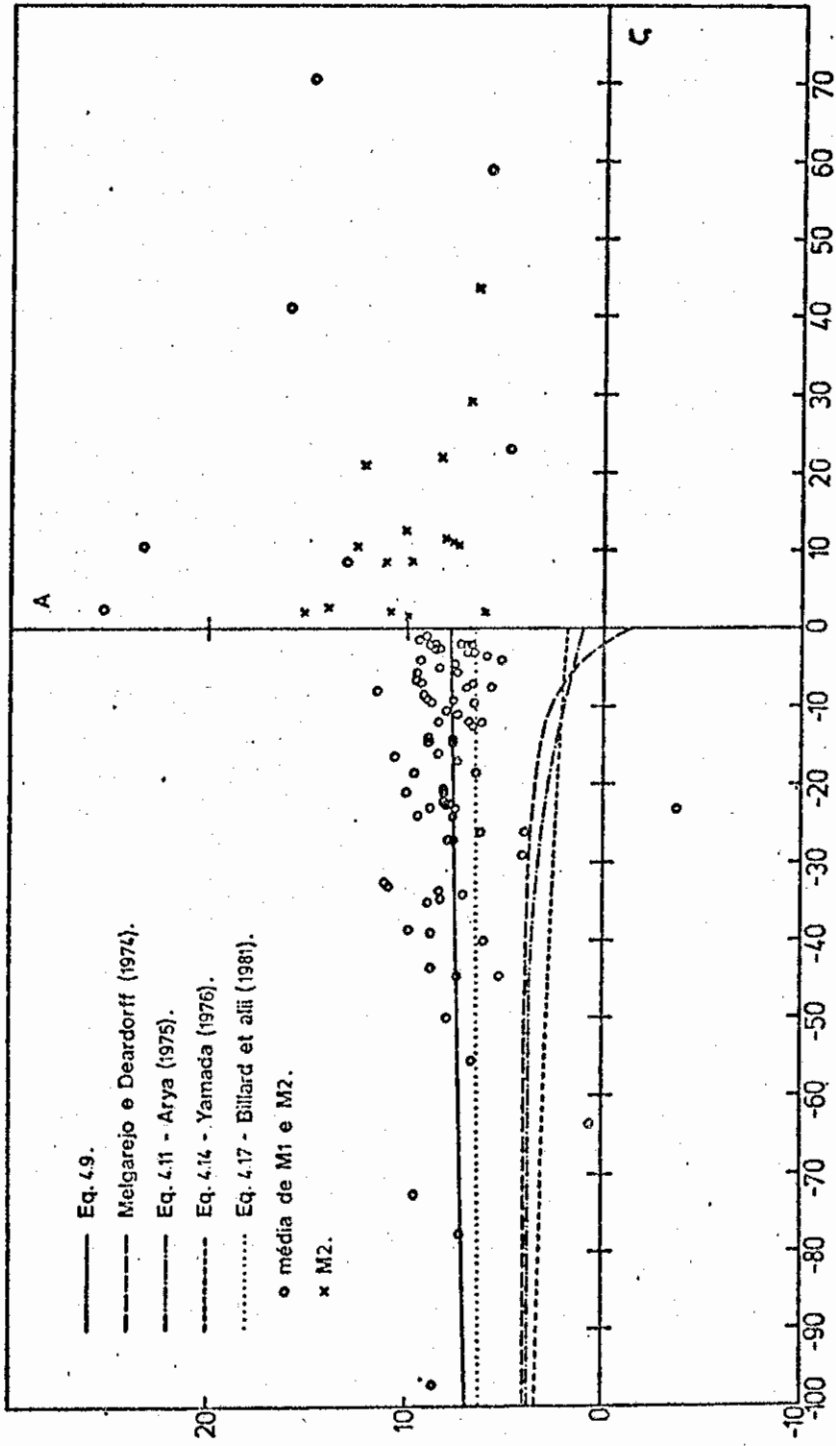


Fig. 4.6 - Função de similaridade A como função de ζ . Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Businger et alii (1971) e os valores característicos (V_h e θ_h); caso 4.

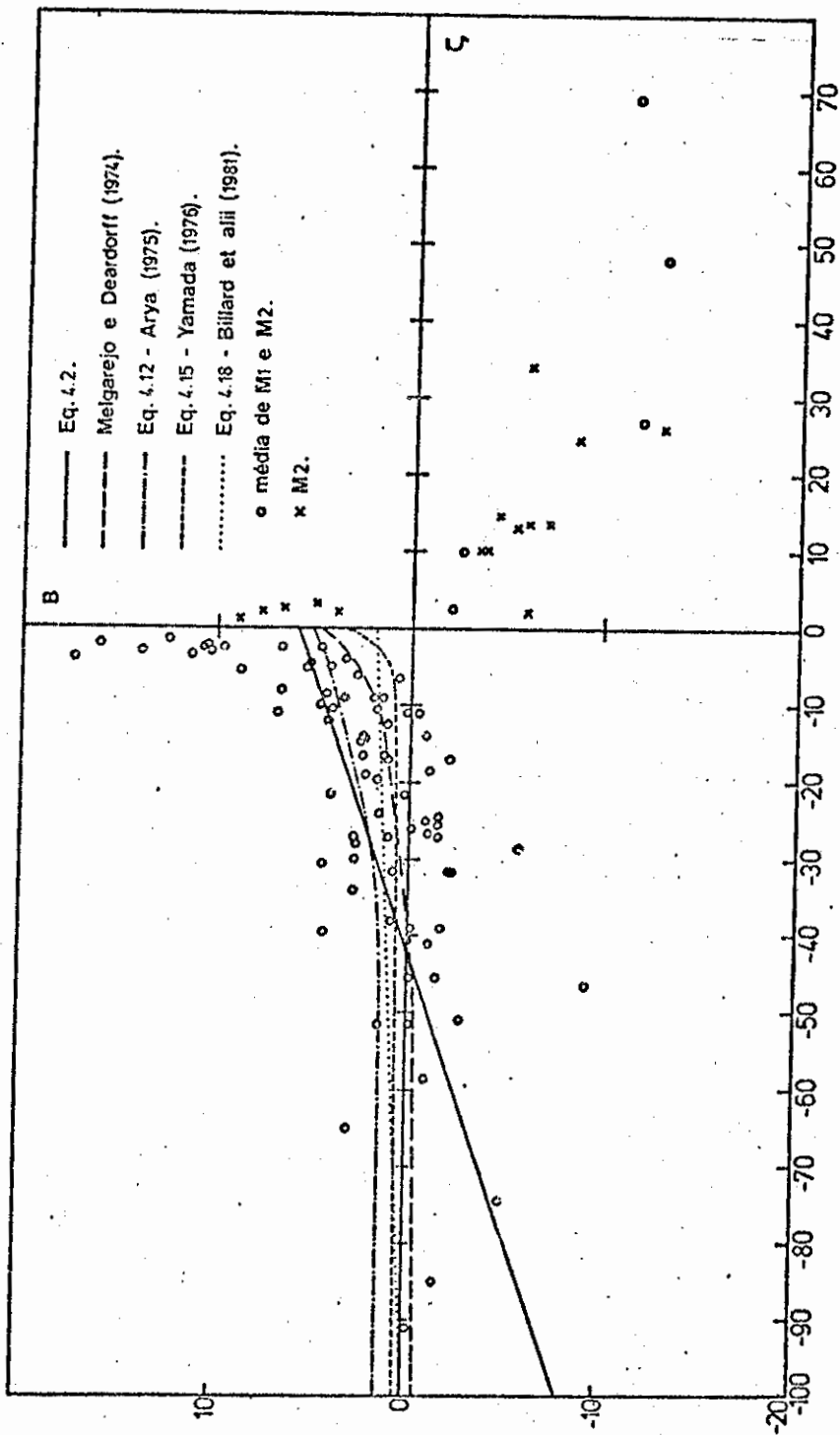


Fig. 4.7 - Função de similaridade B como função de ζ . Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Dyer (1974) e os valores característicos ($\langle \bar{V}_g \rangle >$ e $\langle \theta \rangle$); caso 1.

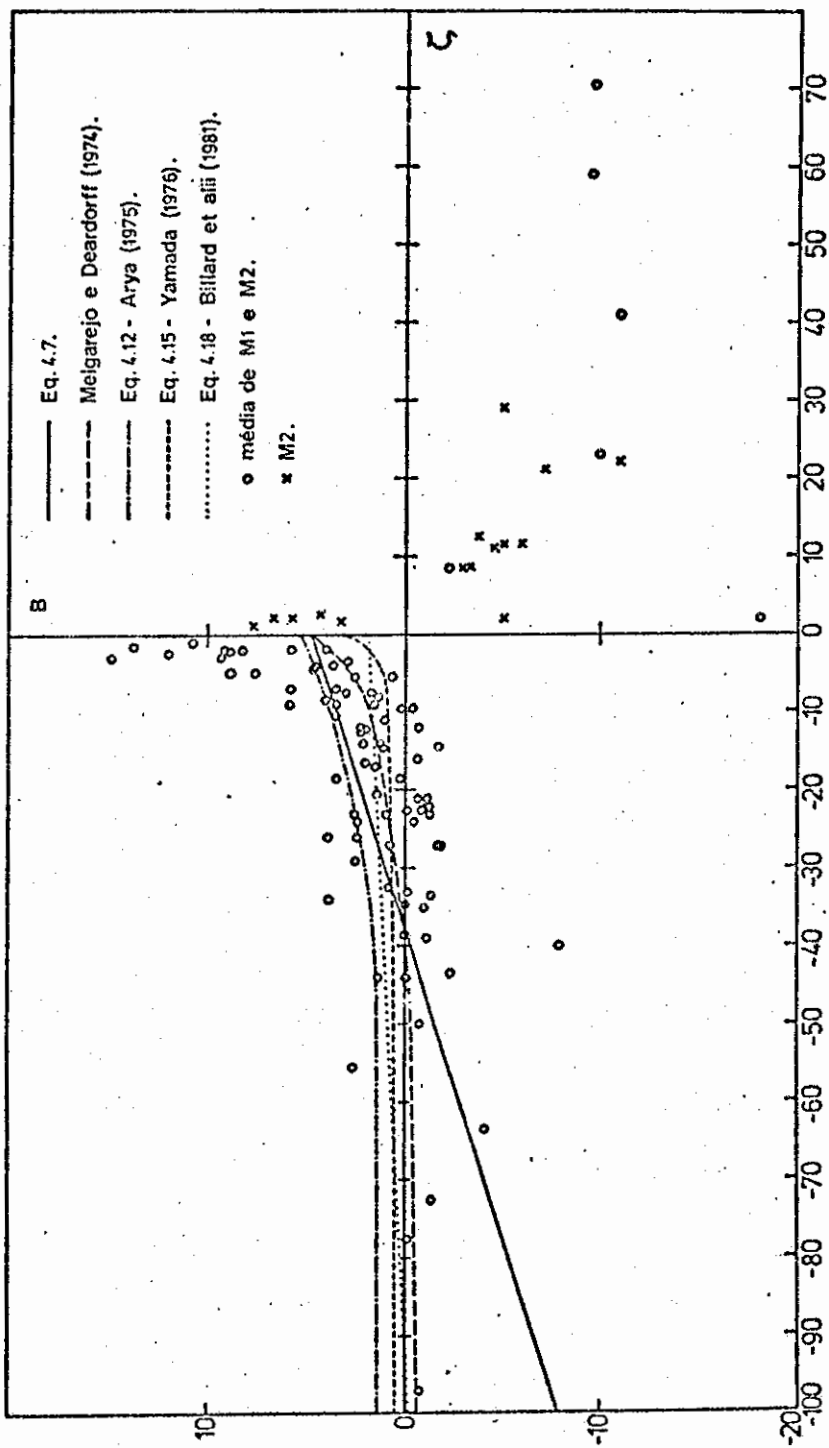


Fig. 4.8 - Função de similaridade B como função de ζ . Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Businger et alii (1971) e os valores característicos ($\langle \bar{v} \rangle$ e $\langle \theta \rangle$); caso 3.

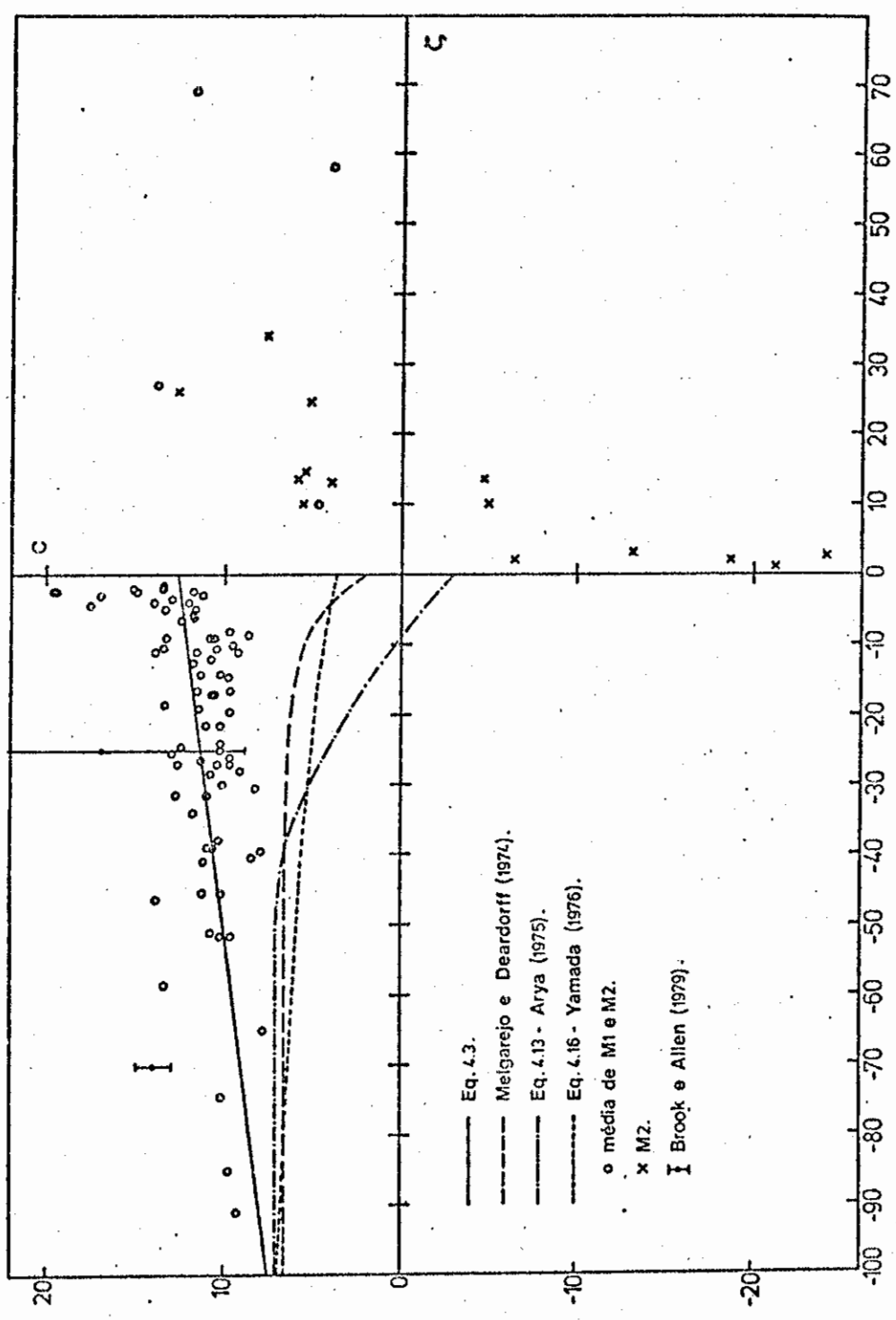


Fig. 4.9 - Função de similaridade C como função de z . Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Dyer (1974) e os valores característicos ($\langle \bar{V}_g \rangle$ e $\langle \theta \rangle$); caso 1.

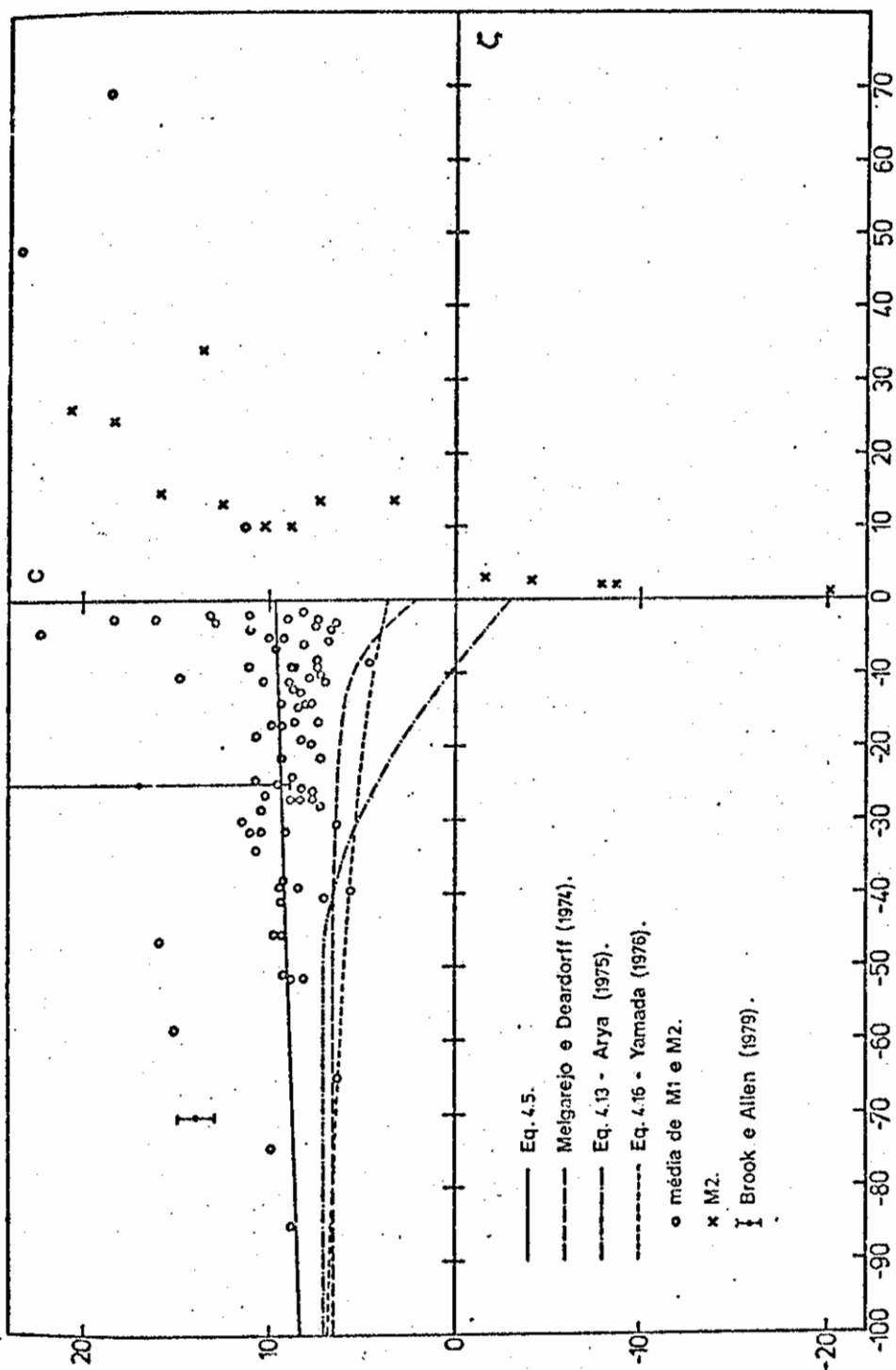


Fig. 4.10 - Função de similaridade C como função de z . Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Dyer (1974) e os valores característicos (V_h e θ_h); caso 2.

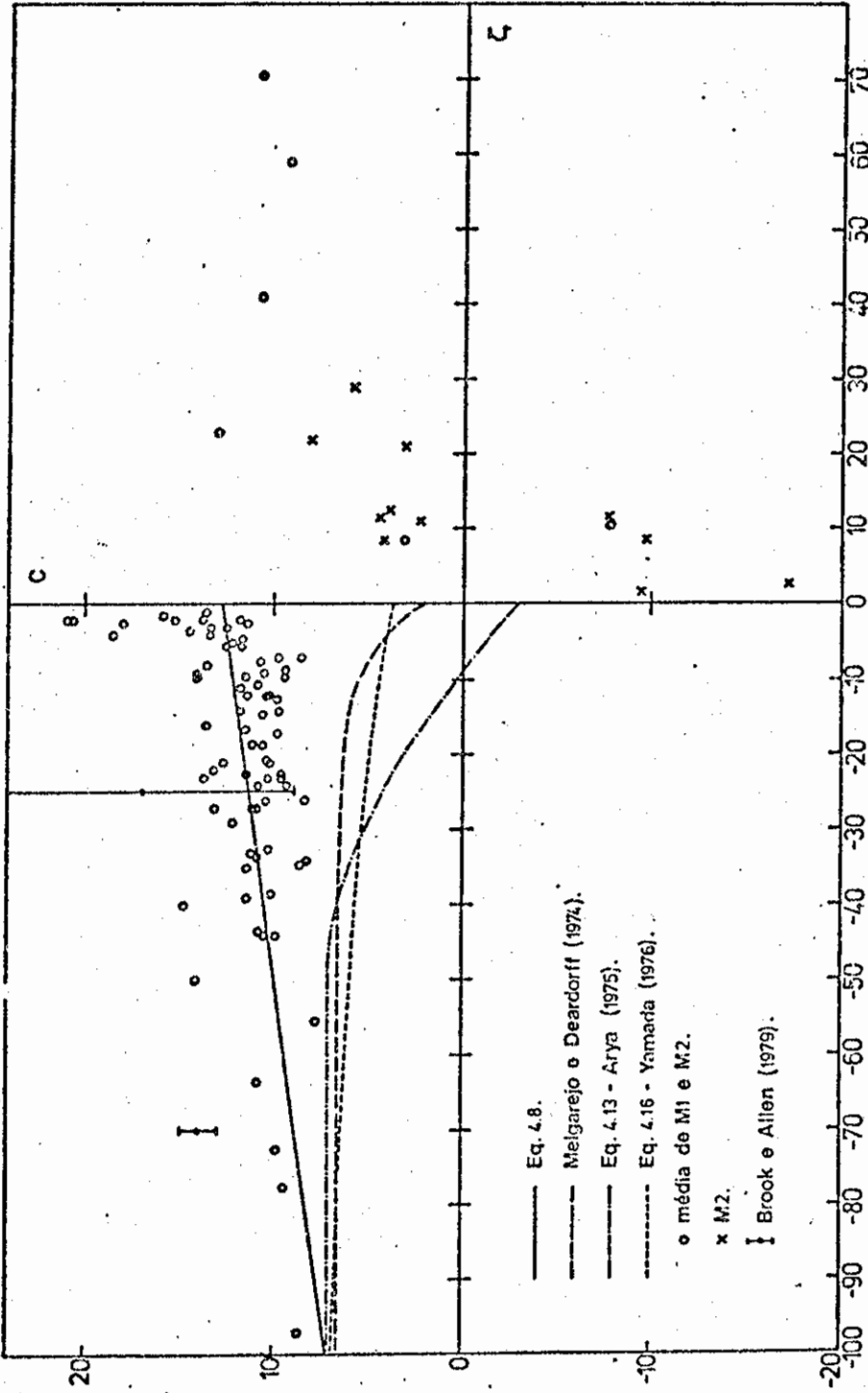


Fig. 4.11 - Função de similaridade C como função de z . Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Businger et alii (1971) e os valores característicos ($\langle \bar{V}_g \rangle$ e $\langle \theta \rangle$); caso 3.

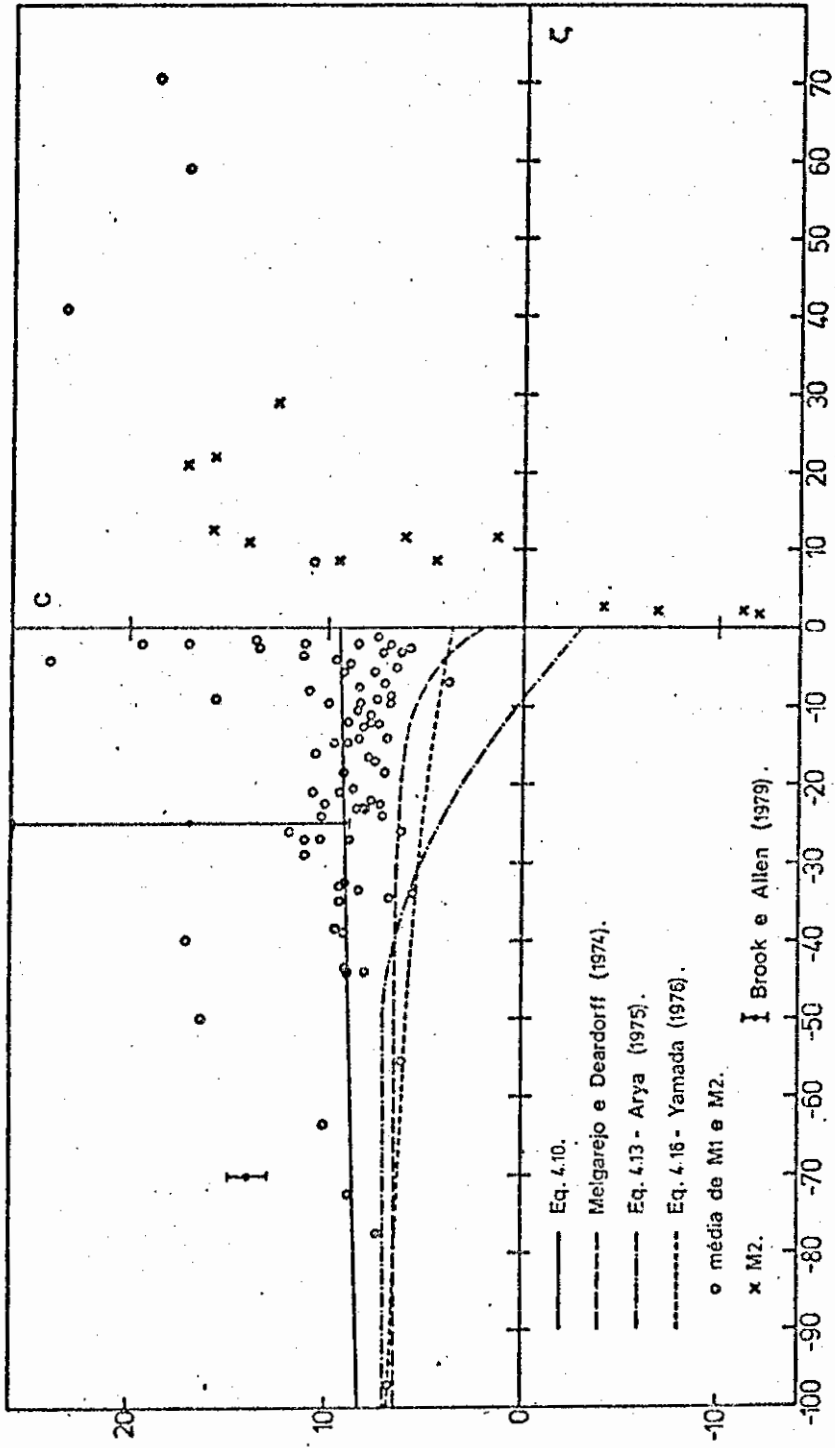


Fig. 4.12 - Função de similaridade C como função de ζ . Foram utilizadas as relações fluxo-perfil de Businger et alii (1971) e os valores característicos (\bar{V}_h e θ_h); caso 4.

Antes, porém, dessa comparação, convém selecionar os melhores dentre os resultados dos quatro casos, sendo o critério de seleção o espalhamento obtido. Para tal, foram ajustadas retas aos pontos obtidos, conforme o procedimento de Billard et alii (1981), e calculados o coeficiente de correlação linear e o desvio padrão para cada ajuste. As retas ajustantes para condições instáveis estão traçadas nas Figuras 4.3 a 4.12 e correspondem às seguintes equações:

Caso 1:

$$A(\zeta) = 8,51 + 0,042 \zeta; r = 0,36; s = 2,13. \quad (4.1)$$

$$B(\zeta) = 5,88 + 0,140 \zeta; r = 0,60; s = 3,68. \quad (4.2)$$

$$C(\zeta) = 12,64 + 0,051 \zeta; r = 0,44; s = 2,02. \quad (4.3)$$

Caso 2:

$$A(\zeta) = 8,02 + 0,017 \zeta; r = 0,14; s = 2,40. \quad (4.4)$$

$$C(\zeta) = 9,70 + 0,014 \zeta; r = 0,10; s = 2,77. \quad (4.5)$$

Caso 3:

$$A(\zeta) = 8,14 + 0,029 \zeta; r = 0,26; s = 1,90. \quad (4.6)$$

$$B(\zeta) = 4,74 + 0,126 \zeta; r = 0,57; s = 3,20. \quad (4.7)$$

$$C(\zeta) = 12,81 + 0,056 \zeta; r = 0,40; s = 2,31. \quad (4.8)$$

Caso 4:

$$A(\zeta) = 7,80 + 0,009 \zeta; r = 0,07; s = 2,10. \quad (4.9)$$

$$C(\zeta) = 9,52 + 0,011 \zeta; r = 0,06; s = 3,14. \quad (4.10)$$

Os números dos casos aqui referidos são os mesmos definidos anteriormente. E os valores r e s são, respectivamente, o coeficiente de correlação linear e o desvio padrão. O valor do desvio padrão representa o espalhamento dos pontos e serve como chave para se aplicar o critério de seleção dos melhores resultados.

Quanto às relações fluxo-perfil usadas, observaram-se diferenças não muito grandes. Para as funções $A(\zeta)$ e $B(\zeta)$, os pontos obtidos quando se utilizou a formulação de Businger et alii (1971) apresentaram menor espalhamento do que o dos pontos obtidos com a formulação de Dyer (1974). Para a função $C(\zeta)$ observou-se o contrário.

Diferenças maiores no espalhamento verificaram-se quando foram usados diferentes valores característicos para o vento e a temperatura. Quanto a esse aspecto pôde-se concluir, como fez Yamada (1976) usando os dados de Wangara, que o uso de médias verticais de \vec{V}_g e θ como valores característicos, ao invés de valores locais na altura h_θ , levou a espalhamentos bem menores (Figs. 4.5, 4.8 e 4.9).

Concluindo, os melhores resultados obtidos foram: funções $A(\zeta)$ e $B(\zeta)$ avaliadas com o uso das relações fluxo-perfil de Businger et alii (1971) para a camada superficial e tomando como valores característicos as médias verticais de \vec{V}_g e θ ; função $C(\zeta)$ avaliada usando as relações fluxo-perfil de Dyer (1974), sendo valores característicos as médias verticais de \vec{V}_g e θ . Considerando que, para condições estáveis, o espalhamento foi muito grande e o número de pontos muito pequeno para que se permitisse observar claramente alguma tendência das funções, não foram feitos ajustes de curvas aos pontos obtidos nessas condições.

4.3 - COMPARAÇÃO COM OUTROS RESULTADOS

Os resultados apresentados nas Tabelas 4.1 e 4.2 e nas Figuras 4.3 a 4.12 foram sumariados nas Equações 4.1 a 4.10, de uma forma aplicável à parametrização em modelos de grande escala. Para tal aplicação basta que se avaliem os coeficientes de arrasto e transferência de calor e o ângulo entre o vento à superfície e o vetor característico

para o vento, usando as Equações 2.26 a 2.28. Todo o estudo, porém, foi baseado em uma hipótese de similaridade e é, então, interessante que seus resultados sejam comparados com outros. Para essa comparação se rão usados os resultados de Melgarejo e Deardorff (1974), Arya (1975), Yamada (1976) e Billard et alii (1981). Observações relevantes sobre cada um desses trabalhos são apresentadas a seguir.

Melgarejo e Deardorff (1974) avaliaram as funções A, B e C usando os dados do experimento Wangara. Convém lembrar que esses dados foram obtidos sobre terreno plano, quase sem árvores, sendo a vegetação predominante constituída de grama muito esparsa (de altura não maior que 2-3 cm) e manchas ocasionais de arbustos baixos (25-40 cm de altura). A escala de altura foi obtida a partir de perfis de temperatura potencial. Os valores característicos para o vento e a temperatura foram valores medidos na altura h_0 . Considerando o grande espalhamento, as curvas para as funções foram simplesmente ajustadas à mão livre. Para efeito de comparação, essas curvas estão traçadas nas Figuras 4.3 a 4.12.

Arya (1975) também usou os dados de Wangara, além dos dados de Great Plains (Lettau and Davidson, 1957). As funções de similaridade foram avaliadas usando duas formulações diferentes. Uma, para todas as condições de estabilidade, considerou o parâmetro de estabilidade μ ($= ku_* / |f|L$). Outra, que só foi usada para condições instáveis, considerou o parâmetro μ_i ($= z_i/L$), que vem a ser o mesmo ζ deste trabalho. Porém, pelo fato de que os dados empíricos de $A_i(\mu_i)$, $B_i(\mu_i)$ e $C_i(\mu_i)$ foram muito espalhados para permitir uma estimativa confiável dessas funções, só foram ajustadas curvas aos pontos de $A(\mu)$, $B(\mu)$ e $C(\mu)$ obtidos dos dados de Wangara, que são dadas pelas Equações:

$$A(\mu) = 1,01 - 0,105\mu - 0,00099\mu^2 + 0,0000081\mu^3, \quad (4.11)$$

$$B(\mu) = 5,14 + 0,172\mu + 0,0117\mu^2 - 0,0000033\mu^3 \quad e \quad (4.12)$$

$$C(\mu) = - 2,95 - 0,0346\mu - 0,00187\mu^2 + 0,0000211\mu^3, \quad (4.13)$$

para $\mu > -50$, assumindo valores constantes para $\mu < -50$: $A = 3,69$, $B = 1,38$ e $C = 7,01$. Essas curvas foram também traçadas nas Figuras 4.3 a 4.12.

Foi ainda dos dados do experimento Wangara que se utilizou Yamada (1976) para suas avaliações das funções de similaridade. Usou diferentes valores característicos para vento, temperatura e altura e concluiu que os melhores resultados foram encontrados quando se usaram a altura h obtida dos perfis de θ , médias verticais do vento geostrofico e da temperatura potencial. As curvas ajustadas aos pontos obtidos foram traçadas nas Figuras 4.3 a 4.12 e representam-se pelas equações:

$$A = 10,0 - 8,145 (1,0 - 0,00837 h/L)^{-1/3}, \quad (4.14)$$

$$B = 3,020 (1,0 - 3,290 h/L)^{-1/3} e \quad (4.15)$$

$$C = 12,0 - 8,335 (1,0 - 0,03106 h/L)^{-1/3}. \quad (4.16)$$

Billard et alii (1981) sã fizeram avaliações de A e B . Os dados utilizados tiveram origem num experimento realizado sobre um campo de trigo em que a cultura estava com cerca de 1 m de altura. O terreno, conforme palavras dos autores, era constituído por "superfícies mais diversificadas que os terrenos uniformes previamente considerados, embora ainda razoavelmente uniformes, como os que prevalecem na Europa Ocidental". Foram feitos cálculos com base em dois parâmetros de estabilidade diferentes, como fez Arya (1975): $\mu_e = ku_* / |f|L$ e $\mu_h = h/L$. Aos pontos obtidos para $A(\mu_e)$ e $B(\mu_e)$ foram ajustadas retas, representadas pelas equações:

$$A(\mu_e) = 0,0031 \mu_e + 6,5 \quad e. \quad (4.17)$$

$$B(\mu_e) = 0,0197 \mu_e + 1,85, \quad (4.18)$$

e traçadas nas Figuras 4.3 a 4.8. (Note-se que, no trabalho original, as notações de A e B são trocadas).

As linhas mostradas nas Figuras 4.3 a 4.12 servem ao propósito de comparar os resultados deste estudo com os relacionados acima. Pode-se observar que o comportamento das funções é análogo. Para a função A, as curvas obtidas estão bem próximas da obtida por Billard et alii (1981) e assinalam valores mais altos que os obtidos pelos outros autores. Os resultados para a função C mostram a mesma tendência de atribuir valores mais altos que os escolhidos para comparação. Quanto à função B, as curvas obtidas estão bem próximas das obtidas pelos outros autores. É interessante ressaltar que, se na Equação 4.12, que é a expressão de $B(\mu)$ obtida por Arya (1975), forem desprezados os termos em μ^2 e μ^3 , ela se torna aproximadamente igual à Equação 4.2, expressão para $B(\zeta)$ deste trabalho, sendo diferente apenas o parâmetro de estabilidade, μ ou ζ . Assim, a par de diferenças em relação a resultados anteriores, foram encontradas semelhanças notáveis.

Na tentativa de entender o motivo das diferenças encontradas, é necessário que se tenha em mente os seguintes pontos: das quatro curvas traçadas para a função A (Figuras 4.3 a 4.6) apenas duas foram obtidas de formulação baseada no parâmetro de estratificação $\zeta = h_0/L$, a de Melgarejo e Deardorff (1974) e a de Yamada (1976). E, dessas duas, apenas a última resultou de cálculos onde os valores característicos para o vento e a temperatura foram médias verticais. Portanto, no que diz respeito à formulação utilizada, os resultados de Yamada (1976) são os mais apropriados para comparação. Há, porém, outro ponto a ser lembrado. São as condições do terreno sobre o qual se obtiveram os dados. Embora tenha usado a mesma formulação deste trabalho, Yamada usou os dados Wangara, já brevemente descritos acima. Assim, as diferenças nas condições em que se realizaram os dois experimentos, sobretudo quanto à vegetação predominante, são as prováveis causas das diferenças nos resultados obtidos. Ainda mais, os valores de fluxo em Wangara não foram medidos mas calculados a partir de relações fluxo-perfil para a camada superficial.

Quanto ao uso de valores de fluxos calculados e não medidos, é interessante lembrar os resultados de Brook e Allen (1979) que, para um mesmo conjunto de dados, calcularam a tensão de cisalhamento à

superfície de duas maneiras diferentes. Os valores da velocidade de fricção derivados de análise de trajetórias de balão (u_{*PBL}) excederam aquelas derivadas de relações fluxo-perfil junto à superfície (u_{*SFC}). Numa faixa de valores de u_{*SFC} variando de 0 a 1,0 m/s, a equação de regressão linear entre os dois valores foi:

$$u_{*PBL} = 0,509 + 0,278 u_{*SFC},$$

mostrando estar bem longe de $u_{*PBL} \approx u_{*SFC}$. Com vistas nesse resultado, é de se supor que seriam encontradas diferenças entre u_{*SFC} e u_{*} medido, para os dados de Wangara, caso fossem disponíveis medidas de fluxos. E o uso de u_{*SFC} por Yamada certamente contribuiu para aumentar as diferenças com os resultados deste estudo, baseados em u_{*} medido.

Além disso, é bom observar que, dos resultados usados para comparação, apenas os de Billard et alii (1981) foram obtidos sobre terreno rugoso, embora de rugosidade menor que o de Koorin. E pôde-se observar que esses resultados, para a função A, foram os que mais se aproximaram dos resultados deste estudo, levando outra vez à suposição de que a rugosidade da superfície é fator importante para explicar as diferenças observadas.

Observações semelhantes podem ser feitas quanto às avaliações da função C. Nesse caso deve-se ainda lembrar que os cálculos dependem diretamente do uso de relações fluxo-perfil para a camada superficial. As relações utilizadas foram estudadas e obtidas com o uso de dados provenientes de medidas feitas sobre superfícies planas e de rugosidade bem pequena, e se baseiam na hipótese de que os perfis são logarítmicos. Garratt (1978a) estudou as relações fluxo-perfil usando medidas do mastro M1 de Koorin e concluiu que a menor altura de validade do perfil logarítmico para transferência de momentum é da ordem de 4,5 h, onde h é a altura dos principais elementos de rugosidade, e, para transferência de calor, da ordem de 3 h. Aqui, esses resultados não foram levados em conta, o que faz concluir que as relações usadas são inadequadas e faz supor, então, que seu uso tenha também contribuído para as diferenças dos resultados.

Brook e Allen (1979) também fizeram avaliações das funções de similaridade e alguns de seus resultados são interessantes para comparação. Os dados utilizados provieram do experimento LSSE ("Laver^uton Serial Sounding Experiment") realizado em Laverton, Austrália, em 1968. O terreno era principalmente coberto de capim de altura variável chegando até cerca de 0,6 m, de distribuição não uniforme. Além disso, linhas de árvores de até 10 m de altura, ao longo de estradas e córregos, e construções rurais contribuíam para a rugosidade da superfície. O parâmetro de rugosidade foi estimado em 0,1 m. Os resultados das avaliações foram apresentados em alguns poucos pontos discretos representando, cada um, 19 ou 20 observações. Alguns dos resultados para a função $C(\mu)$ foram plotados nas Figuras 4.9 a 4.12. Pode-se observar que a tendência de $C(\mu)$ no lado instável é análoga à encontrada para $C(\zeta)$ neste estudo, ao passo que os resultados de Melgarejo e Deardorff, Arya e Yamada mostram tendências diferentes quando ζ se aproxima de condições neutras.

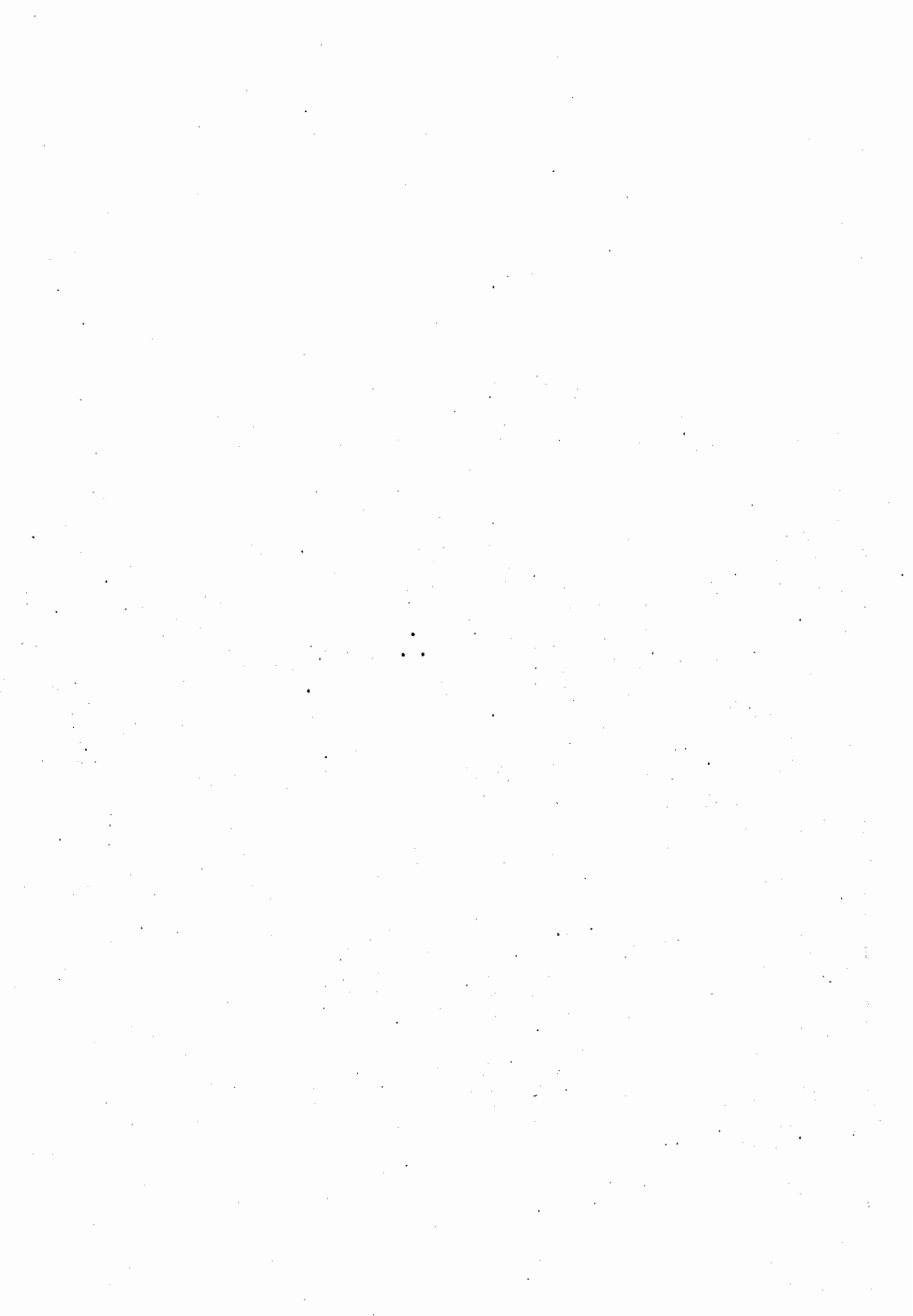
Foi a aplicação da hipótese de similaridade aos estudos da parametrização da CL que levou às funções de similaridade A, B e C. Assim, a confirmação da universalidade dessas funções é uma confirmação da hipótese de similaridade. A melhor maneira de confirmar essa universalidade é avaliar as funções usando dados provenientes de diversas regiões e comparar os diversos resultados. Tais avaliações, além de servirem a esse propósito de confirmar ou não a universalidade, são imediatamente úteis para modelagem numérica em grande escala.

Portando, a principal contribuição deste trabalho consiste em tornar disponível mais um conjunto de avaliações das funções de similaridade. Além disso, relaciona resultados anteriores e faz comparações, o que constitui outra contribuição. Seria interessante que os resultados deste estudo fossem comparados com avaliações feitas a partir de dados obtidos sobre outras superfícies de grande rugosidade e de uniformidade. Porém, mesmo na falta de avaliações prévias desse tipo, as comparações feitas não permitiram que a teoria da universalidade das funções A, B e C fosse refutada. Os resultados, pelo contrário, mostram que essa teoria semi-empírica é ferramenta útil para a descrição

da CL e seu subsequente tratamento em modelos numéricos, muito embora não tornem possível uma determinação definitiva das funções.

Os resultados obtidos e as comparações feitas fizeram vir à tona algumas considerações oportunas. A primeira delas diz respeito à escolha dos valores característicos. O critério aqui utilizado para selecionar os valores característicos apropriados foi o espalhamento obtido na avaliação das funções. Esse foi o mesmo critério de Yamada (1976) e é um critério conveniente quando se trata de ajustar curvas aos pontos obtidos. Porém, para fins de comparação com outros resultados, critério mais interessante seria a uniformidade das formulações e dos valores característicos. A propósito disso, é bom lembrar que as primeiras avaliações das funções de similaridade feitas por Monin e Zilitinkevich (1967) e Zilitinkevich e Chalikov (1968) diferiam grandemente das de Clarke (1970), o que, a princípio, foi atribuído à origem diferente dos dados, uma vez que os primeiros usaram os dados de Great Plains e o último os de Wangara. Porém, Arya (1975) reanalisou os mesmos conjuntos de dados, dessa vez usando a mesma formulação e os mesmos valores característicos. As diferenças tornaram-se consideravelmente menores. Outro critério conveniente para escolher valores característicos surge quando se avaliam as funções tendo em vista a sua aplicação num modelo específico. Nesse caso é mais apropriado escolher valores característicos que possam ser obtidos do modelo diretamente. Esse último critério, entretanto, foge dos limites deste trabalho.

Os trabalhos a que este foi comparado, excetuando-se o de Brook e Allen (1979), usaram critérios bastante restritivos para selecionar os dados. Esses critérios rejeitaram dados que foram obtidos em condições que se afastavam muito das hipóteses da formulação adotada, como, por exemplo, homogeneidade horizontal e condições estacionárias. Esses critérios não foram adotados neste trabalho porque trariam ainda maior redução ao número de pontos obtidos. Essa não adoção de critérios mais restritivos provavelmente contribuiu para aumentar o espalhamento e as diferenças com outros resultados.



CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES

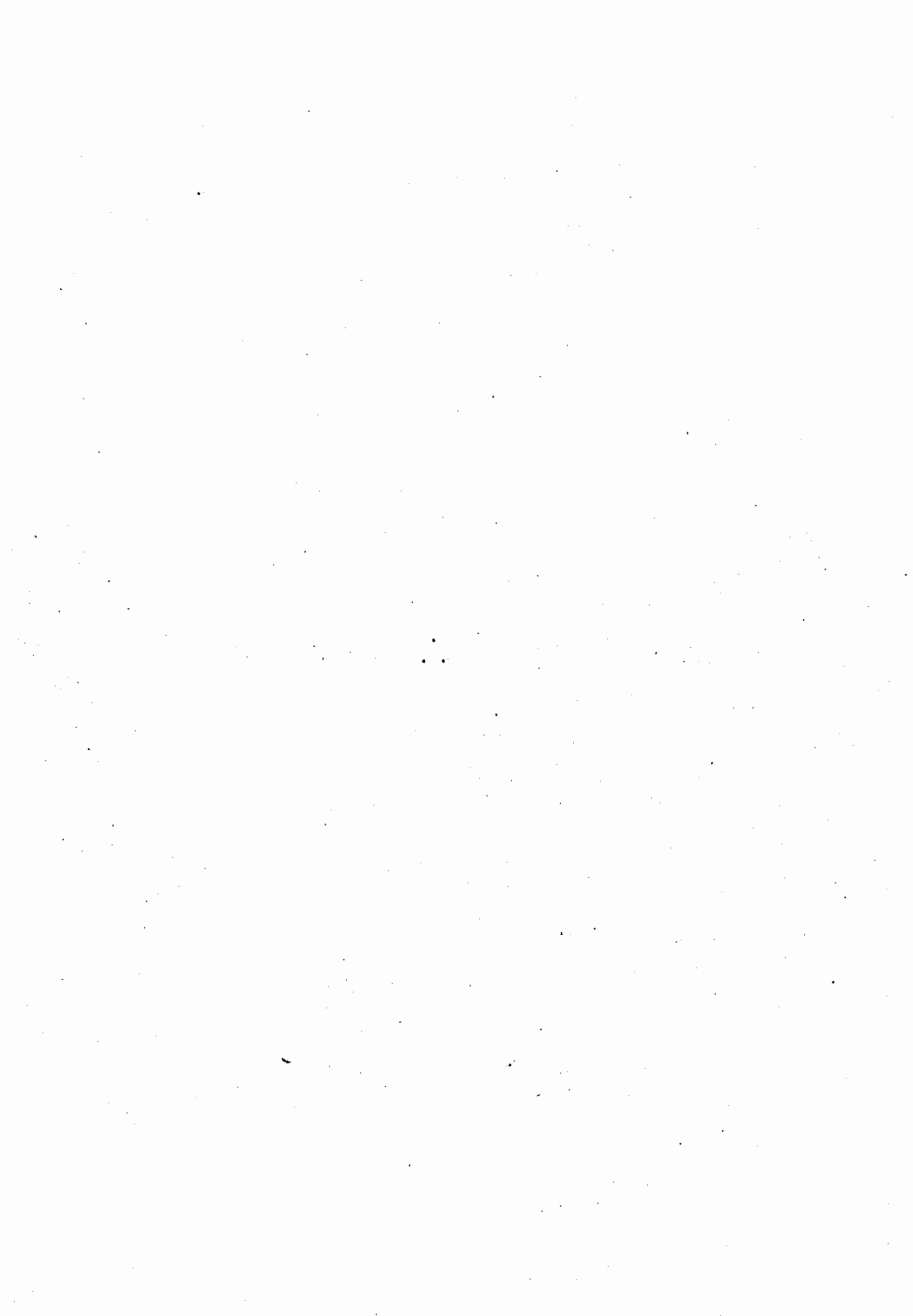
Este capítulo constitui um sumário do que ficou explanado nos capítulos anteriores. O objetivo de tal sumário é ressaltar as principais contribuições do trabalho e sugerir caminhos para prosseguimento e melhora da pesquisa. Assim, serão apresentados inicialmente os principais resultados obtidos. Em seguida, serão mencionadas as conclusões a que se pôde chegar depois de comparados esses resultados com resultados prévios. E, finalmente, serão feitas sugestões.

Foram selecionadas diversas séries de dados do experimento Koorin e calculados alguns parâmetros para os horários de cada série. Os dados selecionados e os resultados desses cálculos foram tabulados de maneira a permitir sua utilização em outros trabalhos. Foram avaliadas as funções de similaridade $A(\zeta)$, $B(\zeta)$ e $C(\zeta)$ da camada limite planetária, usando diferentes relações fluxo-perfil para a camada superficial e diferentes valores característicos para vento e temperatura. Os resultados obtidos e comparações com outros resultados permitiram que se tirassem as seguintes conclusões:

- A escala de altura utilizada foi h_θ , obtida de perfis de temperatura potencial. A escala de altura $u_* / |f|$ não foi utilizada porque foi constatada uma correlação muito baixa entre esta e aquela.
- As avaliações de $A(\zeta)$ e $B(\zeta)$, para condições instáveis, baseadas nas relações fluxo-perfil de Businger et alii (1971), e tendo a média vertical do vento geostrófico e da temperatura potencial como valores característicos, foram as que apresentaram menor espalhamento.
- Quanto à função $C(\zeta)$, também para condições instáveis, o menor espalhamento foi obtido quando se utilizaram a formulação de Dyer (1974) e médias verticais do vento geostrófico e da temperatura potencial.

- Os resultados obtidos tendo por base as relações fluxo-perfil citadas confirmaram as conclusões de Viswanadham (1982) quanto às relações mais realísticas.
- Para condições estáveis, o grande espalhamento e o pequeno número de pontos não permitiram observar a tendência das funções.
- As curvas ajustadas aos pontos obtidos para $A(\zeta)$ foram próximas das obtidas por Billard et alii (1981) e mostraram valores mais altos que os resultados de Melgarejo e Deardorff (1974), Arya (1975) e Yamada (1976).
- As curvas para $B(\zeta)$ apresentaram valores bem próximos dos resultados dos quatro trabalhos usados para comparação. Em especial, a aproximação linear do resultado de Arya (1975) para $B(\mu)$ é quase a mesma equação obtida para $B(\zeta)$ baseada na formulação de Dyer (1974), com médias verticais do vento geostrófico e temperatura potencial como valores característicos.
- As curvas para $C(\zeta)$ mostraram valores maiores que os resultados de Melgarejo e Deardorff (1974), Arya (1975) e Yamada (1976). Por outro lado, essas curvas apresentaram valores concordantes com os resultados de Brook e Allen (1979), especialmente quando se aproximam de condições neutras.
- As dificuldades encontradas ao serem feitas as comparações, especialmente no que diz respeito à uniformidade das formulações e à obtenção dos valores de fluxos, levam a concluir que os dados até agora disponíveis e os estudos até agora feitos não permitem uma determinação definitiva e confiável das funções de similaridade nem alguma palavra conclusiva sobre sua universalidade. Para que se caminhe em direção a isso, são necessários dados mais refinados coletados sobre regiões de coberturas vegetais diversas e diferentes condições climáticas.

Levando em conta o que ficou dito acima, sugere-se o desenvolvimento de modelos numéricos da camada limite que incluam os seguintes fatores: ciclo de aquecimento diário, que é o principal responsável pelo valor e pela variação da altura da camada; velocidade vertical em grande escala; resfriamento radiativo na camada estável. Sugere-se ainda a realização de experimentos adequados ao estudo da camada limite e sua parametrização, conforme o descrito no Capítulo 3.



REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ANDRÉ, R.G.B. *Um estudo dos transportes verticais de momentum, calor sensível e vapor d'água sobre superfície vegetada nos trópicos*. Tese de Doutorado em Meteorologia. São José dos Campos, INPE, 1981. (INPE-2060-TDL/052).
- ARYA, S.P.S. Geostrophic drag and heat transfer relations for the atmospheric boundary layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 101(427):147-161, Jan. 1975.
- _____; WYNGAARD, J.C. Effect of baroclinicity on wind-profiles and the geostrophic drag law for the convective planetary boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32(4):767-778, Apr. 1975.
- AZEVEDO, P.V. *Estudo da turbulência em uma estratificação estável perto do solo*. Tese de Mestrado em Meteorologia. São José dos Campos, INPE, 1975. (INPE-614-LAFE).
- BHUMRALKAR, C.M. *Parameterization of the planetary boundary layer in atmospheric general circulation models - a review*. Santa Monica, CA, RAND, 1975. (R-1654-ARPA).
- _____. *A survey of parametrization techniques for the planetary boundary layer in atmospheric circulation models*. Santa Monica, CA, RAND, 1975a. (R-1653-ARPA).
- BILLARD, C.; ANDRÉ, J.C.; DU VACHAT, R. On the similarity functions A and B as determined from the 'VOVES' experiment. *Boundary Layer Meteorology*, 21:485-597, 1981.
- BLACKADAR, A.K. *A single layer theory of the vertical distribution of wind in a baroclinic neutral atmospheric boundary layer*. Final report, contract AF(604)-6641, Dep. of Meteorology, Pennsylvania State University, 1965.
- _____. External parameters on the wind flow in the barotropic boundary layer of the atmosphere. In: ICSU/IUGG; COSPAR; WMO. *The GARP 1967: Report of the study conference on the Global Atmospheric Research Programme*. Appendix IV, July 1967.

- BLACKADAR, A.K.; TENNEKES, H. Asymptotic similarity in neutral barotropic boundary layers. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 25(11): 1015-1020, Nov. 1968.
- BROOK, R.R.; ALLEN, G. Analysis of boundary layer data from the Laverton Serial Sounding Experiment. *Australian Meteorological Magazine*, 27(2):23-42, June 1979.
- BROST, R.A.; LENSCHOW, D.H.; WYNGAARD, J.C. Marine stratocumulus layers. Part I: Mean conditions. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 39(4):800-817, Apr. 1982.
- BUSINGER, J.A.; WYNGAARD, J.C.; IZUMI, Y.; BRADLEY, E.F. Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28(3):181-198, Mar. 1971.
- CARSON, D.J. Discussion on Observational studies in the atmospheric boundary layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 98(415):233, Jan. 1972.
- _____. The development of a dry inversion-capped convectively unstable boundary layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 99(421):450-467, July 1973.
- CLARKE, R.H. Recommended methods for the treatment of the boundary layer in numerical models. *Australian Meteorological Magazine*, 18:51-73, 1970a.
- _____. Observational studies in the atmospheric boundary layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 96(407): 91-114, Jan. 1970.
- _____; BROOK, R.R. *The Koorin Expedition: atmospheric boundary layer data over tropical savannah land*. Australian Government Publishing Service, Canberra, 1979.
- _____; HESS, G.D. Geostrophic departure and the functions A and B of Rossby-number similarity theory. *Boundary Layer Meteorology*, 7:267-287, 1974.

- CLARKE, R.H.; DYER, A.J.; BROOK, R.R.; REID, D.G.; TROUP, A.J. *The Wangara Experiment: boundary layer data*. CSIRO, Melbourne, Austrália, 1971.
- CLAUSER, F.H. *The turbulent boundary layer*. New York, Pergamon, 1956. 51 p. (Advances in Applied Mechanics, 4).
- CONFORTE, J.C. *Dissipação turbulenta de energia e processos de troca na camada limite atmosférica*. Tese de Mestrado em Meteorologia. São José dos Campos, INPE, 1981. (INPE-1994-TDL/038).
- CSANADY, G.T. Geostrophic drag, heat and mass transfer coefficients for the diabatic Ekman layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 29(3):488-496, Apr. 1972.
- DEARDORFF, J.W. Empirical dependence of the eddy coefficient for heat upon stability above the lowest 50 m. *Journal of Applied Meteorology*, 6(4):631-643, Aug. 1967.
- _____. Parameterization of the planetary boundary layer for use in general circulation models. *Monthly Weather Review*, 100(1):93-106, Jan. 1972.
- _____. Three-dimensional numerical modeling of the planetary boundary-layer. In: American Meteorological Society. *Workshop on Micro-meteorology*, 1973.
- _____. Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer. *Boundary Layer Meteorology*, 7:81-106, 1974.
- DELSOL, F.; MIYAKODA, K.; CLARKE, R.H. Parameterized processes in the surface boundary layer of an atmospheric circulation model. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 97(412):181-208, Apr. 1971.
- DYER, A.J. A review of flux-profile relationships. *Boundary Layer Meteorology*, 7:363-372, 1974.
- _____; HICKS, B.B. Flux-gradient relationships in the constant flux layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 96(410):721, Oct. 1970.

- ESTOQUE, M.A. A numerical model of the atmospheric boundary layer. *Journal of Geophysical Research*, 68(4):1103-1113, Feb. 1963.
- _____. Numerical modeling of the planetary boundary layer. In: American Meteorological Society. *Workshop on Micrometeorology*, 1973.
- _____; BHUMRALKAR, C.M. Flow over a localized heat source. *Monthly Weather Review*, 97:850-859, 1969.
- GARRATT, J.R. Flux-profile relations above tall vegetation. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 104(439):199-211, Jan. 1978a.
- _____. Transfer characteristics for a heterogeneous surface of large aerodynamic roughness. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 104(440):491-502, Apr. 1978b.
- _____; FRANCEY, R.J. Bulk characteristics of heat transfer in the unstable, baroclinic atmospheric boundary layer. *Boundary Layer Meteorology*, 15(4):399-421, Dec. 1978.
- GILL, A.E. Similarity theory and geostrophic adjustment. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 94:586-588, 1968.
- HESS, G.D. On Rossby-number similarity theory for a baroclinic planetary boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 30(8): 1722-1723, Nov. 1973.
- KAZANSKI, A.B.; MONIN, A.S. A turbulent regime above the surface atmospheric layer. *Izvestiya, Academy of Sciences of the USSR, Geophysics Series*, 1:110-112, 1960. *Apud Blackadar* (1967).
- _____; _____. On the dynamical interaction between the atmosphere and the earth's surface. *Izvestiya, Academy of Sciences of the USSR, Geophysics Series*, 5:786-788, 1961. *Apud Garratt e Francey* (1978).
- KRAUS, E.B. *Atmosphere-ocean interaction*. London, Oxford University Press, 1959.
- LETTAU, H.H. Wind profile, surface stress and geostrophic drag coefficient in the atmospheric surface layer. *Advances in Geophysics*, 6:241-256, New York, Academic, 1959.

- LETTAU, H.H.; DAVIDSON, B. *Exploring the atmosphere's first mile*. New York, Pergamon, 1957. 2 v.
- MELGAREJO, J.W.; DEARDORFF, J.W. Stability functions for the boundary-layer resistance laws based upon observed boundary-layer heights. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31(7):1324-1333, July 1974.
- _____; _____. Revision to "Stability functions for the boundary-layer resistance laws based upon observed boundary-layer heights". *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32(4):837-839, Apr. 1975.
- MONIN, A.S. Boundary layers in planetary atmospheres. In: MOREL, P. *Lectures delivered at the summer school of space physics of the CNES held at Lannion, France, 1970*. D. Reidel, 1973.
- _____; OBUKHOV, A.M. Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground. *Tr. Akademii Nauk SSSR, Geofizika Inst.*, 151:163-187, 1954. *Apud Garratt e Francey (1978)*.
- _____; YAGLOM, A.M. *Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence-1*. Cambridge, MA, MIT, 1977.
- _____; ZILITINKEVICH, S.S. Planetary boundary layer and large-scale atmospheric dynamics. In: ICSU/IUGG; COSPAR; WMO. *The GARP 1967: Report of the study conference on the Global Atmospheric Research Programme*. Appendix V, July 1967.
- NICOLLI, D. *Turbulência e estabilidade da atmosfera próxima ao solo*. Tese de Mestrado em Meteorologia. São José dos Campos, INPE, 1975. (INPE-676-TPT/004).
- NOGUEIRA, M.T.L.C. *Transportes turbulentos na camada superficial da atmosfera em condições diabáticas*. Tese de Mestrado em Meteorologia. São José dos Campos, INPE, mar. 1981. (INPE-2007-TDL/045).
- O'BRIEN, J.J. A note on the vertical structure of the eddy exchange coefficient in the planetary boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 27(8):1213-1215, Nov. 1970.
- ORLANSKI, I.; ROSS, B.B.; POLINSKY, L.J. Diurnal variation of the planetary boundary layer in a meso-scale model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31(4):965-989, May 1975.

- PIELKE, R.A. A three-dimensional numerical model of the sea breeze over South Florida. *Monthly Weather Review*, 102:115-139, 1974.
- SASAMORI, T. A numerical study of atmospheric and soil boundary layers. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 27(8):1122-1137, Nov. 1970.
- TENNEKES, H. The logarithmic wind profile. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 30(2):234-238, Mar. 1973.
- VENKATESH, S.; CSANADY, G.T. A baroclinic planetary boundary-layer model and its application to the Wangara data. *Boundary Layer Meteorology*, 5:459-473, 1974.
- VISWANADHAM, V. Examination of the empirical flux-profile models in the atmospheric surface boundary layer. *Boundary Layer Meteorology*, 22(1):61-77, Jan. 1982.
- YAMADA, T. On the similarity functions A, B and C of the planetary boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(5):781-793, May 1976.
- _____; MELLOR, G.L. A simulation of the Wangara atmospheric boundary layer data. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32:2309-2329, 1975.
- YAMAMOTO, G.; SHIMANUKI, A. Turbulent transfer in diabatic conditions. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 44:301-307, 1966.
- _____; YASUDA, N.; SHIMANUKI, A. Effect of thermal stratification on the Ekman layer. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 46:442-455, 1968.
- ZILITINKEVICH, S.S. Resistance laws and prediction equations for the depth of the planetary boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 32(4):741-752, Apr. 1975.
- _____; CHALIKOV, D.V. The laws of resistance and of the heat and moisture exchange in the interaction between the atmosphere and an underlying surface. *Izvestiya Atmospheric and Oceanic Physics*, 4:438-441, 1968. *Apud Bhumralkar (1975a)*.

ZILITINKEVICH, S.S.; DEARDORFF, J.W. Similarity theory for the planetary boundary layer of time-dependent height. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31(7):1449-1452, July 1974.

_____; LAIKHTMAN, D.L.; MONIN, A.S. Dynamics of the atmospheric boundary layer. *Izvestiya Atmospheric and Oceanic Physics*, 3:297-333, 1967. *Apud* Bhumralkar (1975a).

