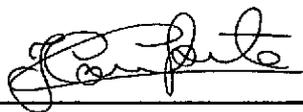
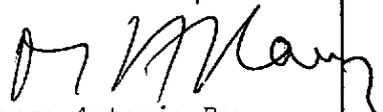


1. Publicação nº <i>INPE-3815-PRE/898</i>	2. Versão <i>2ª</i>	3. Data <i>Março, 1986</i>	5. Distribuição <input type="checkbox"/> Interna <input checked="" type="checkbox"/> Externa <input type="checkbox"/> Restrita
4. Origem <i>DME/DAM</i>		Programa <i>PROSAT</i>	
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>ATMOSPHERIC TURBULENCE</i> <i>DISSIPATION</i>			
7. C.D.U.: <i>551.551</i>			
8. Título  <i>DISSIPÇÃO TURBULENTA DE ENERGIA NA</i> <i>CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA</i>		10. Páginas: <i>27</i>	
		11. Última página: <i>18</i>	
9. Autoria <i>J. C. Conforte</i> <i>Y. Viswanadham</i>		12. Revisada por  <i>Leonardo D. de Abreu Sá</i> <i>Leonardo D. de Abreu Sá</i>	
Assinatura responsável 		13. Autorizada por   <i>Marco Antonio Raupp</i> <i>Diretor Geral</i>	
14. Resumo/Notas  <i>Dados de vários experimentos realizados na camada limite atmosférica são usados para investigar, em detalhe, os perfis médios da taxa de dissipação da energia cinética. Os perfis médios da taxa de dissipação, obtidos para condições instáveis, são consistentes com estudos anteriores. Os resultados mostram que a razão da difusividade turbulenta para o calor e momentum (<math>K_H/K_M</math>) é maior do que a unidade para a estratificação instável e tende para a unidade em condições estáveis. A razão <math>K_H/K_M</math> é aproximadamente igual a 1,34 para a condição neutra, obtida a partir das escalas turbulentas para a temperatura e momentum.</i>			
15. Observações <i>Trabalho submetido para publicação na Revista Ciência e Cultura</i> <i>.Versão revisada em junho de 1986.</i>			

DISSIPACÃO TURBULENTA DE ENERGIA NA CAMADA LIMITE ATMOSFÉRICA

J. C. Conforte e Y. Viswanadham

Instituto de Pesquisas Espaciais - INPE  
12200 - São José dos Campos, SP - Brasil

## RESUMO

Dados de vários experimentos realizados na camada limite atmosférica são usados para investigar, em detalhe, os perfis médios da taxa de dissipação da energia cinética. Os perfis médios da taxa de dissipação, obtidos para condições instáveis, são consistentes com estudos anteriores. Os resultados mostram que a razão da difusividade turbulenta para o calor e momentum ( $K_H/K_M$ ) é maior do que a unidade para a estratificação instável e tende para a unidade em condições estáveis. A razão  $K_H/K_M$  é aproximadamente igual a 1,34 para a condição neutra, obtida a partir das escalas turbulentas para a temperatura e momentum.

## ABSTRACT

Data from the various atmospheric boundary layer experiments are used to investigate details of the average profiles of the turbulent dissipation rates of kinetic energy budget. The average profiles of the dissipation rates, obtained for unstable and stable conditions, are shown to be consistent with previous studies. The results also present that the ratio of the eddy diffusivities of the heat and momentum ( $K_H/K_M$ ) is greater than the unity in unstable stratification and decreases to the unity in stable stratification. The ratio  $K_H/K_M$  is approximately equal to 1,34 in neutral conditions from turbulent scales of temperature and momentum.

TITLE: TURBULENT ENERGY DISSIPATION IN THE ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER

## 1. INTRODUÇÃO

A camada limite superficial em razão da natureza extremamente variável da superfície terrestre, bem como da influência da estratificação térmica, caracteriza-se por apresentar um escoamento essencialmente turbulento. Tendo em vista que estes são sempre dissipativos (24), tem-se, então, que a taxa de dissipação turbulenta de energia por unidade de massa de fluido ( $\epsilon$ ) é um parâmetro básico da estrutura da turbulência (12, 19, 9). É a conversão da energia cinética turbulenta em energia interna pela ação da viscosidade molecular que constitui o efeito da dissipação. Além de seu uso na definição das propriedades do espectro da turbulência no subintervalo inercial, o conhecimento de  $\epsilon$  é necessário para uma compreensão satisfatória dos processos de troca de energia na camada superficial da atmosfera. O conhecimento do seu comportamento, tanto no espaço como no tempo, possibilita responder a vários problemas de interesse prático, tais como operações de aviões na camada limite atmosférica e projetos de estruturas elevadas (13), bem como o cálculo da difusão de contaminantes.

Existem diversos estudos sobre a taxa de dissipação turbulenta de energia nas camadas inferiores e também em altos níveis. Entre estes podem citar-se os trabalhos (26, 15, 11, 14, 27, 23, 8). Diferentes técnicas podem ser usadas para sua avaliação, porém neste trabalho usará exclusivamente, a equação da energia cinética turbulenta, a qual, juntamente com a equação termodinâmica da energia, será expressa em sua forma adimensional. Neste artigo é apresentada a variação da dissipação da energia cinética com a altura utilizando apenas os perfis de vento e temperatura, de diferentes experimentos realizados na camada limite. Em razão dos dados desse experimen

to não fornecerem os espectro da variância da energia cinética, não foi possível calcularmos a dissipação usando este método. Com as escalas turbulentas para calor e momentum e a taxa de dissipação de energia, poderão ser calculados os valores dos coeficientes de difusividade turbulenta para o momentum e calor. Com isto, os fluxos turbulentos poderão ser calculados, permitindo uma comparação deste método com as medidas diretas dos fluxos de momentum e calor.

## 2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

### 2.1 - EQUAÇÕES DE BALANÇO

A equação de balanço da energia cinética turbulenta para o caso da atmosfera com  $Re \gg 1$  (onde  $Re$  é o número de Reynolds) é expressa em sua forma simplificada:

$$-\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{g}{T} \overline{w'T'} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'E} - \frac{\partial}{\partial z} \frac{(\overline{w'p'})}{\rho_0} - \epsilon = 0, \quad (1)$$

onde  $u'$  ( $m s^{-1}$ ),  $w'$  ( $m s^{-1}$ ),  $T'$  (K) e  $p'$  (mb) são as flutuações em torno do valor médio da componente longitudinal da velocidade  $\bar{u}$  ( $m s^{-1}$ ), da velocidade vertical  $\bar{w}$  ( $m s^{-1}$ ), da temperatura média  $T$ (K) e da pressão  $p$ (mb), respectivamente;  $\rho_0$  é a densidade do ar ( $kg m^{-3}$ );  $E$  ( $m^2 s^{-2}$ ) energia cinética turbulenta ( $\approx [u'^2 + v'^2 + w'^2]$ ). A barra na equação acima representa a média em relação ao tempo.

Na Equação 1, foi considerada a condição de homogeneidade horizontal, isto é, as quantidades médias dependem unicamente da coordenada vertical. A taxa de variação local da energia cinética turbulenta  $\partial E / \partial t$  ( $m^2 s^{-3}$ ), também não foi levada em consideração, em razão de ser inferior,

em ordem de grandeza, aos demais termos (6). Na Equação 1, o primeiro termo representa a produção de energia cinética turbulenta pelo cisalhamento do vento. O segundo está relacionado com a produção ou consumo de energia associado à estratificação térmica. O terceiro é a divergência do fluxo vertical de energia cinética turbulenta. O quarto representa o trabalho realizado pela força da pressão, e, finalmente, o quinto termo é a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta.

A equação de balanço para variância da temperatura pode ser expressa em sua forma simplificada e com seus termos mais significativos, segundo Taylor (22) por:

$$H \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \approx \rho_0 c_p \chi, \quad (2)$$

onde  $H$  ( $\text{W m}^{-2}$ ) fluxo vertical de calor sensível,  $c_p$  ( $\text{J kg}^{-1}$ ) calor específico a pressão constante,  $\theta$  (K) temperatura potencial,  $\chi$  ( $\text{K}^2 \text{s}^{-1}$ ) taxa de dissipação turbulenta das flutuações de temperatura, a barra tem o mesmo significado da apresentada na Equação 1.

Para tornar adimensionais as Equações 1 e 2 como foi mencionado na Introdução, basta multiplicá-las pelos fatores  $kz/u_*^3$  e  $kz/(u_*^3 T_* \rho_0 c_p)$ , respectivamente, onde  $k$  é a constante de von Kármán e  $u_*$  ( $\text{m s}^{-1}$ ) e  $T_*$  (K) são as escalas para a velocidade e temperatura, definidas por:

$$u_*^2 = - \overline{u' w'}, \quad (3)$$

$$T_* = - \frac{H}{\rho_0 c_p u_*}. \quad (4)$$

Feito isto, obtêm-se as equações de balanço para a ener

gia cinética turbulenta e da variância da temperatura em suas formas adimensionais, isto é:

$$\phi_M - \phi_b - \phi_\epsilon - \phi_t - \phi_p = 0, \quad (5)$$

$$\phi_H \approx \phi_N, \quad (6)$$

$$\phi_M = \frac{kz}{u_*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, \quad (7)$$

$$\phi_b = z/L, \quad (8)$$

$$\phi_\epsilon = \frac{kz\epsilon}{u_*^3} \quad (9)$$

$$\phi_t = \frac{kz}{u_*^3} \frac{\partial}{\partial z} \overline{w' \epsilon'}, \quad (10)$$

$$\phi_p = \frac{kz}{u_*^3} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\overline{p' w'}}{\rho_0} \right), \quad (11)$$

$$\phi_H = \frac{kz}{T_*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}, \quad (12)$$

$$\phi_N = \frac{kz}{u_* T_*^2} \chi. \quad (13)$$

Na Equação 8,  $L$  é definido como extensão de Monin-Obukhov (16),

onde:

$$L = - \frac{u_*^3}{\frac{kg}{T} \frac{H}{\rho_0 c_p}} \text{ (m)}. \quad (14)$$

De acordo com a teoria da similaridade de Monin-Obukhov, todos os termos das Equações 5 e 6 podem ser escritos em função da altura adimensional  $z/L$  (25).

## 2.2 - DIFUSIVIDADES TURBULENTAS

A relação entre a difusividade turbulenta e a escala turbulenta para o momentum, no caso em que a taxa de produção de energia seja igual à dissipação segundo Lumley e Panofsky (16), pode ser expressa por:

$$K_M = \epsilon^{1/3} L_u^{4/3} \text{ (m}^2 \text{ s}^{-1}\text{)}. \quad (15)$$

Analogamente, para a difusividade turbulenta de calor tem-se:

$$K_H = \epsilon^{1/3} L_u^{1/3} L_\theta \text{ (m}^2 \text{ s}^{-1}\text{)}, \quad (16)$$

onde  $L_u$  (m) e  $L_\theta$  (m) são as escalas turbulentas para o momentum e calor respectivamente.

De acordo com a teoria da similaridade de Monin-Obukhov (17), pode-se escrever  $K_M$  e  $K_H$  de um modo mais geral para a camada limite superficial através das relações:

$$K_M = \frac{kzu_*}{\phi_M}, \quad (17)$$

$$K_H = \frac{kzu_*}{\phi_H}. \quad (18)$$

Com o exposto acima tem-se que:

$$\frac{K_H}{K_M} = L_u^{-1} L_\theta, \quad (19)$$

$$\frac{K_H}{K_M} = \frac{\phi_M}{\phi_H} . \quad (20)$$

### 2.3 - TAXA DE DISSIPACÃO DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA

O cálculo da taxa de dissipação turbulenta de energia  $\epsilon$  será feito a partir das Equações 5 e 9. Inicialmente, não será levada em consideração a contribuição das funções  $\phi_p$  e  $\phi_t$ , na equação de balanço da energia cinética turbulenta, de acordo com a hipótese feita pelos autores (2, 16), para os quais estas funções podiam ser desprezadas na Equação 5, isto é:

$$\phi_\epsilon = \phi_M - \phi_b . \quad (21)$$

Para efeito de comparação entre os métodos acima citados, serão calculadas, também, as taxas de dissipação empregando as fórmulas adimensionais para  $\phi_\epsilon$  em função da altura adimensional ( $z/L$ ), proposta por Caughey e Wyngaard (6) para condições instáveis, isto é:

$$\phi_\epsilon = (1 + 0,75 |z/L|^{2/3})^{3/2} , \quad (22)$$

e a fornecida por Wyngaard e Coté (27) para condições estáveis:

$$\phi_\epsilon = [1 + 2,5 (z/L)^{3/5}]^{3/2} , \quad (23)$$

juntamente com a Equação 1.

### 3. DADOS EXPERIMENTAIS

Os dados utilizados neste trabalho provêm de quatro experimentos realizados em diferentes épocas. O primeiro conjunto de dados compõe-se de observações tomadas no período de 1962-1964, ao norte de Victoria

(Keranga) e ao sul de New South Wales (Hay), na Austrália, pela "Division of Meteorological Physics of Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization (CSIRO)" (20). Os valores de  $u_*$  para este conjunto de dados foram calculados usando a relação de Swinbank (21)  $u_* = 0,074 u_{0,5}$ , onde  $u_{0,5}$  é a velocidade do vento a 0,5m do nível do solo.  $T_*$  foi calculado usando os valores do fluxo de calor medido. O segundo conjunto compreende uma série de observações feitas no verão de 1968, numa fazenda localizada a sudoeste de Kansas, pela "Boundary Layer Branch of Meteorological Laboratory of Air Force Cambridge Research Laboratories (AFCRL)" (10). Neste, a média horária de  $u_*$  está baseada nas observações de 15 minutos dos stresses à superfície, o qual foi determinado através da utilização de placas de arrasto. Os valores para  $T_*$  foram obtidos das médias horárias da covariância  $\overline{w'\theta'}$  (onde  $w'$  e  $\theta'$  são as flutuações na componente vertical da velocidade do ar e temperatura potencial respectivamente). Os valores das médias horárias de  $\overline{w'\theta'}$  foram obtidos medindo os valores de  $\overline{w'\theta'}$ , a cada 15 minutos, a partir de três anemômetros sônicos, para os níveis de 5,66; 11,31 e 22,63m (Izumi (10)). O terceiro conjunto pertence a dados contidos no Apêndice B de um artigo de Yamada (29), os quais fazem parte do experimento Wangara realizado em Hay, na Austrália, durante os meses de julho-agosto de 1967, pela (CSIRO) e Commonwealth Bureau of Meteorology (CBM) (7). Para este, os valores de  $u_*$  foram obtidos a partir dos perfis de vento para condições neutras. Enquanto que os fluxos de calor foram calculados usando a diferença de temperatura entre 1 e 2m, e com estes valores calculou-se  $T_*$ . Finalmente, para completar, utilizaram-se as observações feitas durante o experimento realizado num campo cultivado com soja, no Campus de Jaboticabal da UNESP - Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho, no período entre 1967-1977 (1). Neste experimento os valores  $u_*$  foram calculados a partir dos perfis de vento para condições neutras

e os fluxos de calor para obtenção  $T_*$  foram obtidos usando o modelo de Halstead e Clayton (30) (ver Viswanadham e André (31)). Uma descrição sucinta de cada experimento pode ser observada na Tabela I, bem como os valores da constante de von Kármán para cada grupo de dados.

#### TABELA I

#### 4. RESULTADOS

Serão analisados abaixo os perfis médios da taxa de dissipação de energia cinética turbulente ( $\epsilon$ ), bem como a variação da razão entre os coeficientes de difusividades turbulentos  $K_H/K_M$ , de acordo com a estratificação atmosférica. As duas primeiras figuras a seguir representam os perfis de  $\epsilon$  para o caso da atmosfera instável. Na Figura 1 são apresentados os perfis médios da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta para os experimentos de Swinbank e Dyer (20) e os experimentos de Kansas e Wangara. Os valores da taxa de dissipação  $\epsilon$  para esta figura foram calculados empregando a Equação 22. Através da Figura 1, pode-se observar que os perfis médios para os dados de Swinbank e Dyer (20) e do experimento Wangara têm aproximadamente a mesma ordem de grandeza e também a mesma natureza de variação de  $\epsilon$  com a altura, enquanto o perfil para o experimento de Kansas, embora não se tenham valores de  $\epsilon$  para  $z < 5,66m$ , é aproximadamente igual aos anteriores. Porém para um determinado nível, o valor da taxa de dissipação  $\epsilon$  é um pouco superior ao obtido nos dois experimentos anteriores, o que talvez seja uma influência da rugosidade da superfície, tendo em vista que para o experimento de Kansas esta era, em média, superior à dos outros experimentos. O que indica que os maiores valores da taxa de dissipação de energia encontram-se nos níveis in

feriores, ou seja, mais próximos do solo, e, com o incremento da altura, a taxa de dissipação começa a decrescer. Isto concorda com outros perfis de  $\epsilon$  obtidos por outros pesquisadores em condições de estratificação instável. Com o auxílio destes perfis, conclui-se que uma única curva não pode representar a taxa de variação da dissipação ( $\epsilon$ ) com a altura, o que concorda com a análise de Lettau (15) sobre o artigo de Wilkins (26).

---

FIGURA 1

---

No gráfico da Figura 2 é apresentado o perfil médio para a taxa de dissipação turbulenta de energia  $\epsilon$  em condições instáveis utilizando a Equação 21. Pelo gráfico da Figura 2, nota-se que os perfis são semelhantes aos da Figura 1. Porém, o valor da taxa de dissipação média para um determinado nível e experimento é inferior àquele da Figura 1. Isto evidencia que, ao serem utilizadas as Equações 21 e 9, comete-se um erro de avaliação da taxa de dissipação, isto é, esta taxa é subestimada ao não se levar em conta a contribuição dos termos  $\phi_t$  e  $\phi_p$ .

---

FIGURA 2

---

Para condições estáveis, têm-se na Figura 3 os perfis médios para a taxa de dissipação, obtidos utilizando a equação parametrizada de  $\phi_e$  (Equação 23) para dois experimentos (Kansas e Wangara). Analisando-os, conclui-se que estes têm a mesma forma de variação de  $\epsilon$  com a altura. Porém, a única característica marcante é que a taxa de dissipação de energia  $\epsilon$  possui valores inferiores àqueles da atmosfera instável, o que significa que esta é mais dissipativa. Isto pode ser observado através das Figuras 1 e 3,

pois para um determinado nível, a taxa de dissipação é uma ordem de grandeza maior para o caso instável, fato este que demonstra que para a estratificação instável existe uma maior transformação de energia cinética turbulenta do escoamento em energia interna, através das forças viscosas. No gráfico da Figura 4 têm-se os perfis médios de  $\epsilon$ , calculados usando a Equação 21. Observando-o, chega-se a uma conclusão igual àquela obtida para o gráfico da condição instável (Figura 2).

---

FIGURAS 3 e 4

---

Agora serão analisados os resultados obtidos para a razão entre os coeficientes de difusividade turbulenta para calor e momentum. No cálculo desta razão, considerando o caso da atmosfera quase-neutra, isto é  $|z/L| \leq 0,05$ , utilizou-se a Equação 20, na qual as funções  $\phi_M$  e  $\phi_H$  foram calculadas com as Equações 7 e 12. No gráfico da Figura 5 tem-se a variação da razão  $K_H/K_M$  com a instabilidade atmosférica. Nesta figura, a curva corresponde ao valor de  $K_H/K_M$ , é calculado através das equações parametrizadas de  $\phi_M$  e  $\phi_H$ , propostas por Businger et al. (5). Observa-se, então, que existe um bom ajuste entre os valores de  $K_H/K_M$  usando as Equações 7 e 12 (pontos dispersos) e as formas parametrizadas de  $\phi_M$  e  $\phi_H$ . Verifica-se também que para o caso da atmosfera neutra  $K_H/K_M \approx 1,35$  e ela é uma função crescente da instabilidade atmosférica. Isto indica que a turbulência é mais eficiente no transporte de calor quando a instabilidade aumenta. A variação de  $K_H/K_M$  para condições estáveis está representada na Figura 6. Nesta figura, os pontos dispersos e a curva foram obtidas de um modo análogo ao descrito acima para condições instáveis. Vê-se que para condições estáveis  $K_H/K_M$  é uma função decrescente da estabilidade atmosférica, pois para  $z/L$  nulo,

$K_H/K_M \approx 1,35$ , enquanto para  $z/L$  crescente,  $K_H/K_M$  tende à unidade. Isto mostra que a eficiência no transporte de calor e momentum tendem a ser iguais.

---

FIGURAS 5 e 6

---

O resultado alcançado acima para a razão  $K_H/K_M$  em condições adiabáticas concorda exatamente com outros trabalhos já desenvolvidos, entre os quais podem-se citar: (5, 4, 27, 3, 18). No cálculo da relação  $K_H/K_M$  em função das escalas turbulentas para o momentum  $L_u$  e temperatura  $L_\theta$ , isto é, utilizando-se a Equação 19, para condições neutras. Obteve-se  $K_H/K_M \approx 1,34$  para uma média de 115 valores, esta média está em concordância com o valor de 1,35, determinado através das funções  $\phi$  (Equação 20).

## 5. CONCLUSÕES

Dos resultados apresentados na seção anterior, pode-se chegar às seguintes conclusões:

- 1) A taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, pela viscosidade molecular para um determinado nível, é uma ordem de grandeza superior para a atmosfera instável em comparação com o caso estável.
- 2) Em condições adiabáticas, a razão  $K_H/K_M \approx 1,35$ , valor obtido utilizando-se as funções  $\phi$ . Sendo que usando as escalas turbulentas  $L_u$  e  $L_\theta$ , tem-se que o valor médio  $K_H/K_M \approx 1,34$ . O que mostra uma concordância entre os dois métodos.

## AGRADECIMENTOS

Os autores expressam seus agradecimentos às autoridades do Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE), pelo apoio ao desenvolvimento deste trabalho. Expressam também seus agradecimentos a Leonardo Deane de Abreu Sã pela revisão do texto, à seção de desenho do INPE pela confecção das figuras e à Sueli A. F. V. Camargo Pinto pela datilografia. Este trabalho foi parcialmente patrocinado pela Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP), sob contrato B-54-81-042-00-00.

## REFERÊNCIAS

1. André, R. G. B., Viswanadham, Y. e Almeida, A. 1982. Dados da camada limite superficial da atmosfera para um campo cultivado. Publicação do INPE, São José dos Campos, SP, Brasil, INPE-2522-RPE/414, 98 pp.
2. Busch, N. E. e Panofsky, H. A. 1968. Recent spectra of atmospheric turbulence. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 94:132-148.
3. Azevedo, P. V. 1975. Estudo de turbulência em uma estratificação estável perto do solo. Dissertação de Mestrado em Ciência Espacial e da Atmosfera. São José dos Campos, INPE. (INPE-LAFE-614).
4. Arya, S. P. S. 1972. The critical condition for maintenance of turbulence in stratified flows. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 98:264-273.
5. Businger, J. A., Wyngaard, J. C., Izumi, Y., Bradley, E. F. 1971. Flux profile relations in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, 28:181-189.
6. Caughey, S. J. e Wyngaard, J. C. 1979. The turbulent kinetic energy budget in convective conditions. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 105:231-239.
7. Clarke, R. H., Dyer, A. J., Brook, R. R., Reid, D. G. e Troup, A. J. 1971. The Wangara experiment: Boundary Layer data. Melbourne, CSIRO, Division Meteorological Physics, (Technical Paper nº 19).
8. Gamo, M., Yokoyama, O. e Mitsuta, Y. 1976. Structure of the atmospheric boundary layer derived from airborne measurements of the energy dissipation rate  $\epsilon$ . *J. Meteor. Soc. Japan*, 54-241-258.
9. Gargett, A. E., Osborn, J. R. e Nasmyth, P. W. 1984. Local isotropy and the decay of turbulence in a stratified fluid. *J. Fluid Mech.*, 144: 231-280.

LISTA DE FIGURAS

- Fig. 1 - Dissipação de energia cinética turbulenta em condições instáveis, utilizando as Equações 22 e 9.
- Fig. 2 - Como na Figura 1 exceto para as Equações 21, 7, 8 e 9.
- Fig. 3 - Dissipação de energia cinética turbulenta em condições estáveis, utilizando as Equações 23 e 9.
- Fig. 4 - Como na Figura 3 exceto para as Equações 21, 7, 8 e 9.
- Fig. 5 - Variação de  $K_H/K_M$  com a altura adimensional para condições instáveis.
- Fig. 6 - Variação de  $K_H/K_M$  com a altura adimensional para condições estáveis.

30. Halstead, M. H. e Clayton, W. H. 1958. Evaluation of the fluxes of sensible and latent heat from measurements of wind, temperature and dew point profiles. Geophys. Res. Papers, nº 59, Geophys. Res. Directorate A. F. Cambridge Res. Centre, pp. 97-122.
31. Viswanadham, Y. e André, R. G. B. 1983. Energy balance of soybeans grown in Brazil. Arch. Met. Geoph. Biocl., Ser. B, 33, 141-157.

19. Obukhov, A. M. 1962. Some specific features of atmospheric turbulence. *J. Fluid Mech.*, 13:77-81.
20. Swinbank, W. C. e Dyer, J. A. 1968. Micro-meteorological expeditions 1962-1964. Melbourne, CSIRO, Division of Meteorological Physics, (Technical Paper nº 17).
21. Swinbank, W. C. 1964. The exponential wind profile. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 90:119-135.
22. Taylor, R. J. 1961. A new approach to the measurements of turbulent fluxes in the lower atmosphere. *J. Fluid. Mech.*, 10:449-458.
23. Taylor, R. J. 1972. Aircraft measurements of dissipation of turbulent kinetic energy. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 98:658-661.
24. Tennekes, H. e Lumley, J. L. 1973. A first course in turbulence. Cambridge, MA, Massachusetts Institute of Technology, 300 pp.
25. Viswanadham, Y, 1982. Examination of the empirical flux-profile models in the atmospheric surface layer. *Bound. Layer Meteorol.*, 22:61-77.
26. Wilkins, E. M. 1960. Dissipation of energy by atmospheric turbulence. *J. Atmos. Sci.*, 17:1-92.
27. Wyngaard, J. C. e Coté, O. R: 1971. The budget of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, 28:190-201.
28. Yamada, T. 1976. The critical Richardson number and the ratio of the eddy transport coefficients obtained from a turbulence closure model. *J. Atmos. Sci.*, 32:926-933.
29. Yamada, T. 1975. On the similarity functions A, B and C of the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 33:781-791.

10. Izumi, Y. 1971. Field program data report. Bedford, Mass., Air Force Cambridge Research Laboratories. Meteorology Laboratories, (ERP nº 379).
11. Kaimal, J. C. e Haugen, D. A. 1967. Characteristics of vertical velocity fluctuations observed on a 430m tower. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 93:305-317.
12. Komogoroff, A. N. 1962. A refinement of previous hypothesis concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds number. *J. Fluid. Mech.*, 13:82-85.
13. Kukarets, V. P. e Tsyang, L. R. 1977. The turbulent energy dissipation rate in a instably stratified atmospheric layer. *Izvestiya Atmos. Ocean Physics*, 13:419-424.
14. Lenschow, D. H. 1970. Airplane measurements of planetary boundary layer structure. *J. Appl. Meteor.*, 9:874-884.
15. Lettau, H. H. 1961. Dissipation of energy by turbulence. *J. Meteor.*, 18:125.126.
16. Lumley, J. L. e Panofsky, H. A. 1964. The structure of atmospheric turbulence. New York, N. Y., Interscience, 239 pp.
17. Monin, A. S. e Yaglom, A. 1977. Statistical fluid mechanics: mechanics of turbulence - Vol. 1. Cambridge, MA, Massachusetts Institute of Technology, 769 pp.
18. Nicolli, D. 1975. Turbulência e estabilidade da atmosfera perto do solo. Dissertação de Mestrado em Ciência Espacial e da Atmosfera. São José dos Campos, INPE. (INPE-676-IPT/004).

Tabela I - Descrição sucinta das características dos experimentos.

AUTORES	LOCAL DO EXPERIMENTO	NÍVEIS DA MEDIDA (m)	CONSTANTE DE VON KÄRMÄN
Swinbank (1964)	Keranga, Melbourne Austrália. Área plana coberta de grama. Hay, N.S.W. Austrália. Área plana com cobertura vegetal baixa.	0,5; 1; 2; 4; 8; 16	0,40
Clarke et al. (1971)	Hay, N.S.W. Austrália. Área plana com cobertura vegetal baixa.	1; 2; 4; 8; 16	0,41
Izumi (1971)	Kansas, USA. Fazenda numa área coberta com trigo.	2; 4; 5,66; 8; 11,31; 16; 22,63	0,35
André et al. (1982)	UNESP, Jaboticabal, São Paulo. Área coberta com soja.	0,4; 0,8; 1,6; 3,2; 6,4	0,40

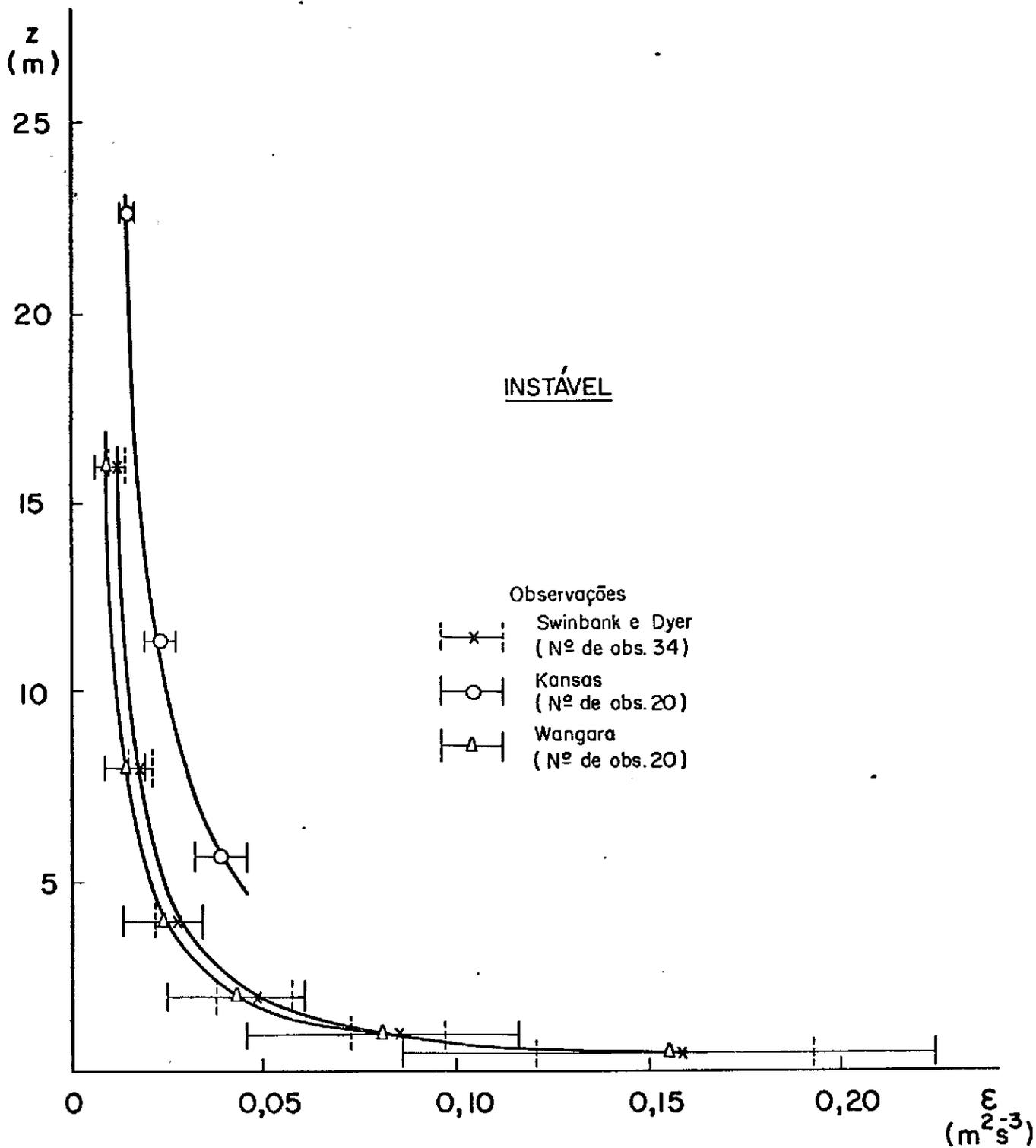


FIG. I

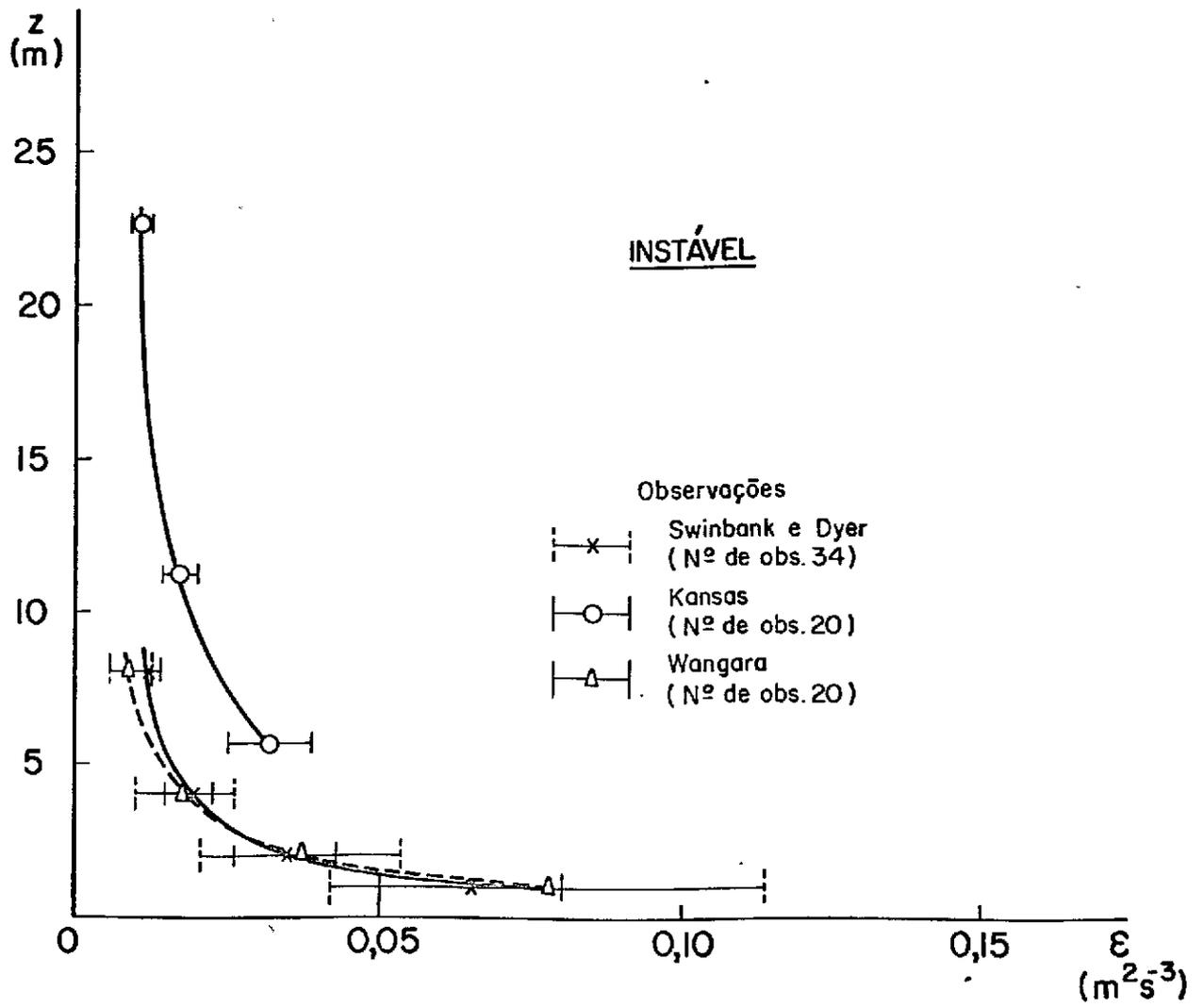


FIG. 2

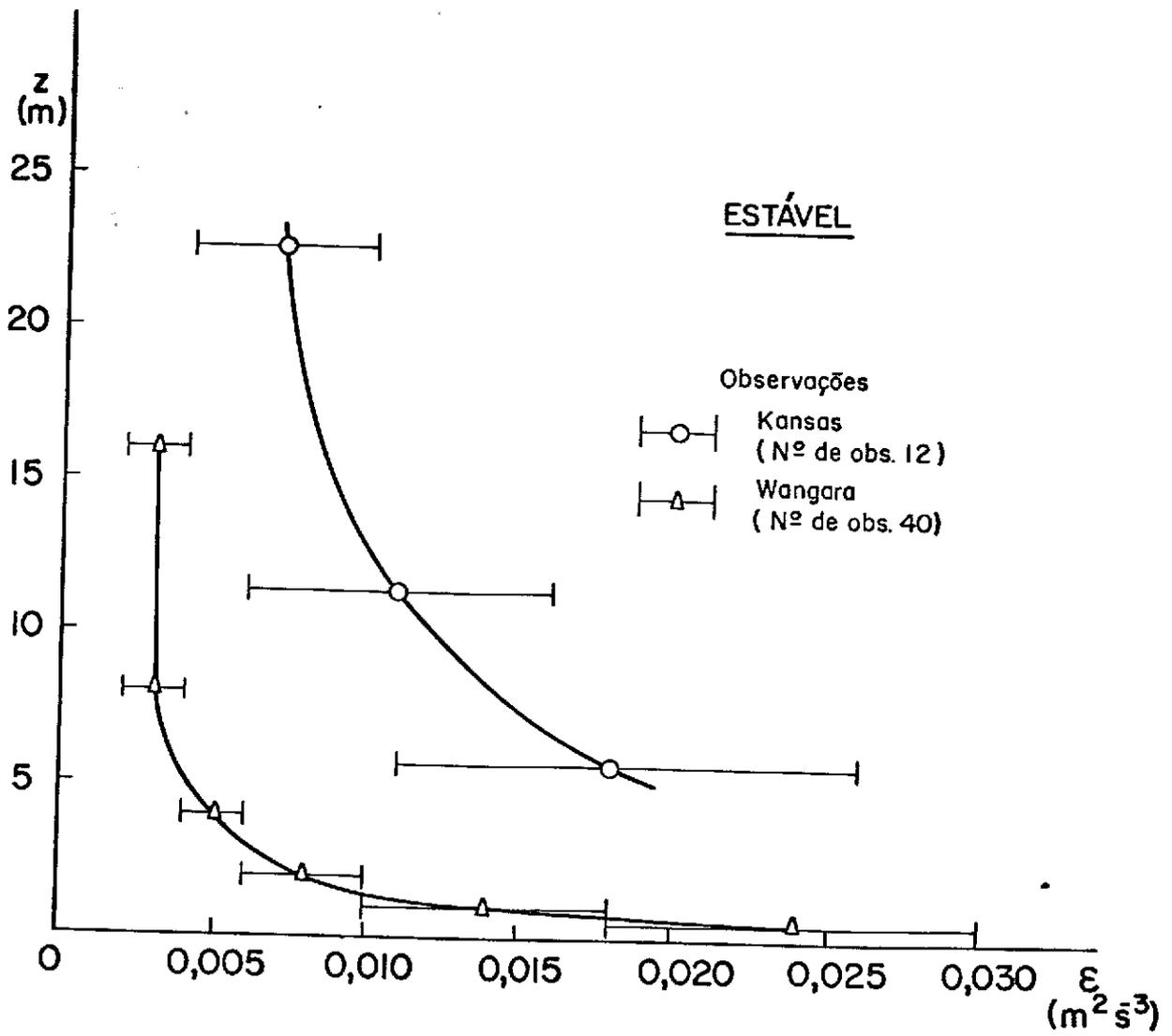


FIG. 3

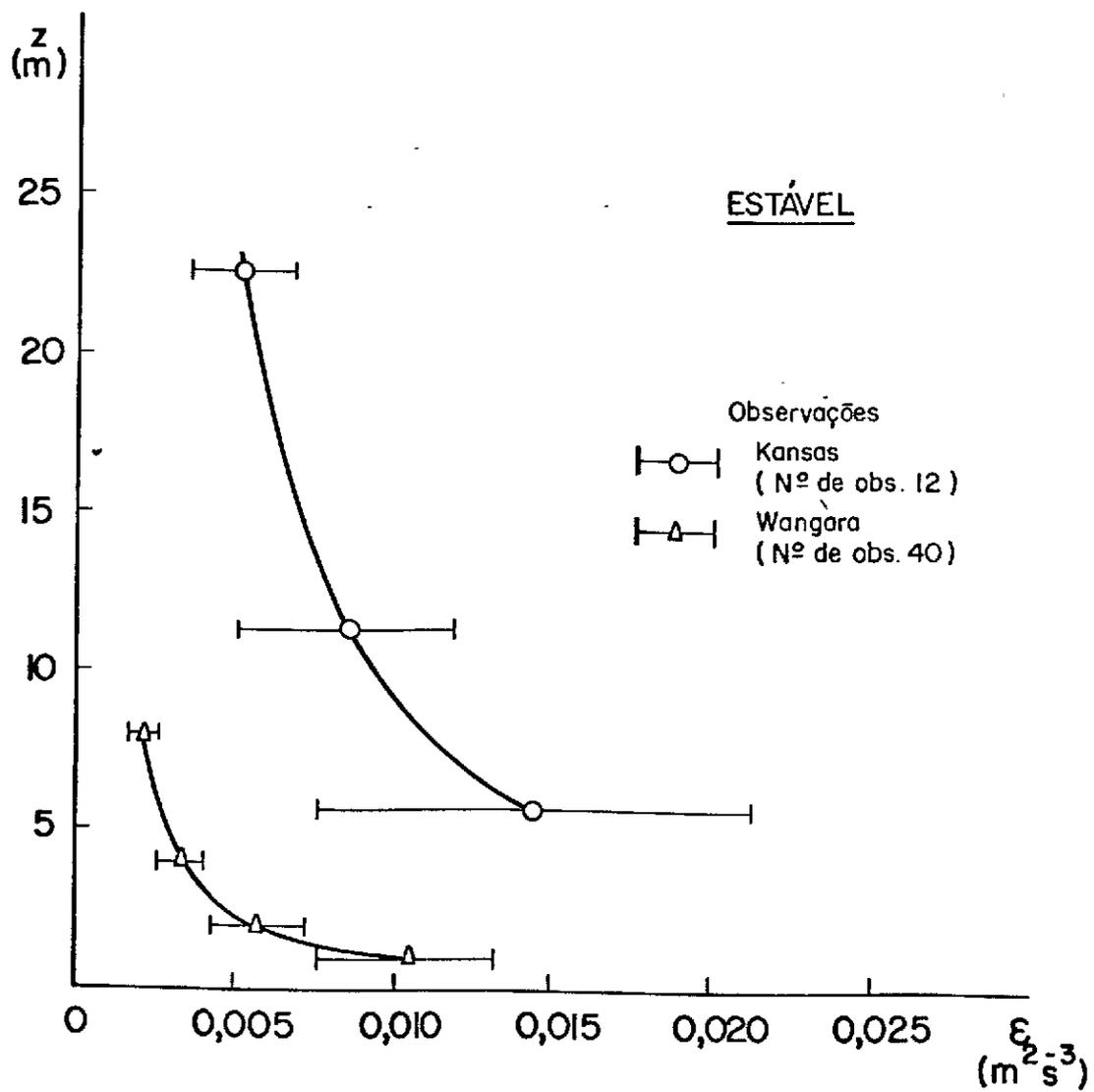


FIG. 4

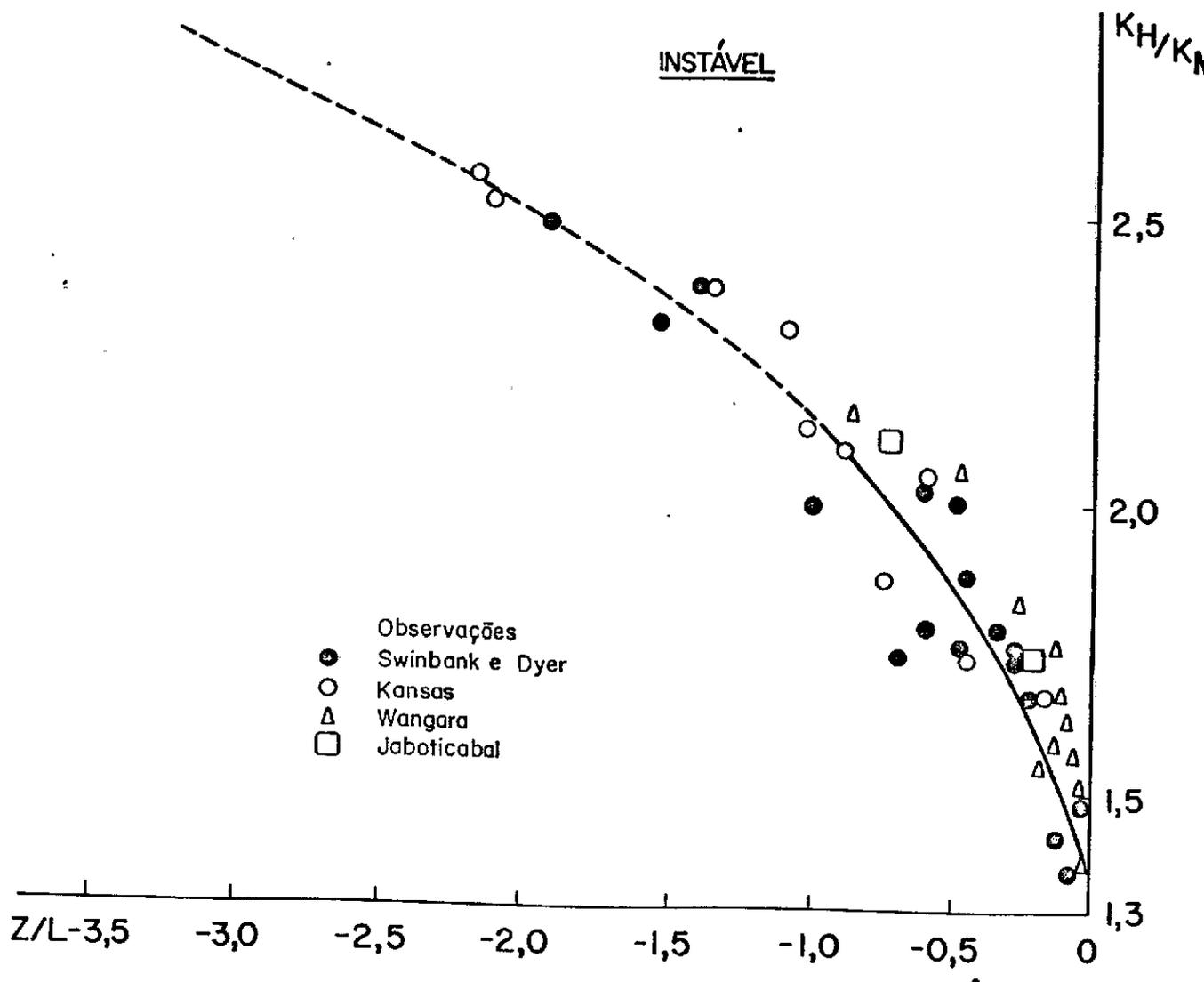


FIG. 5

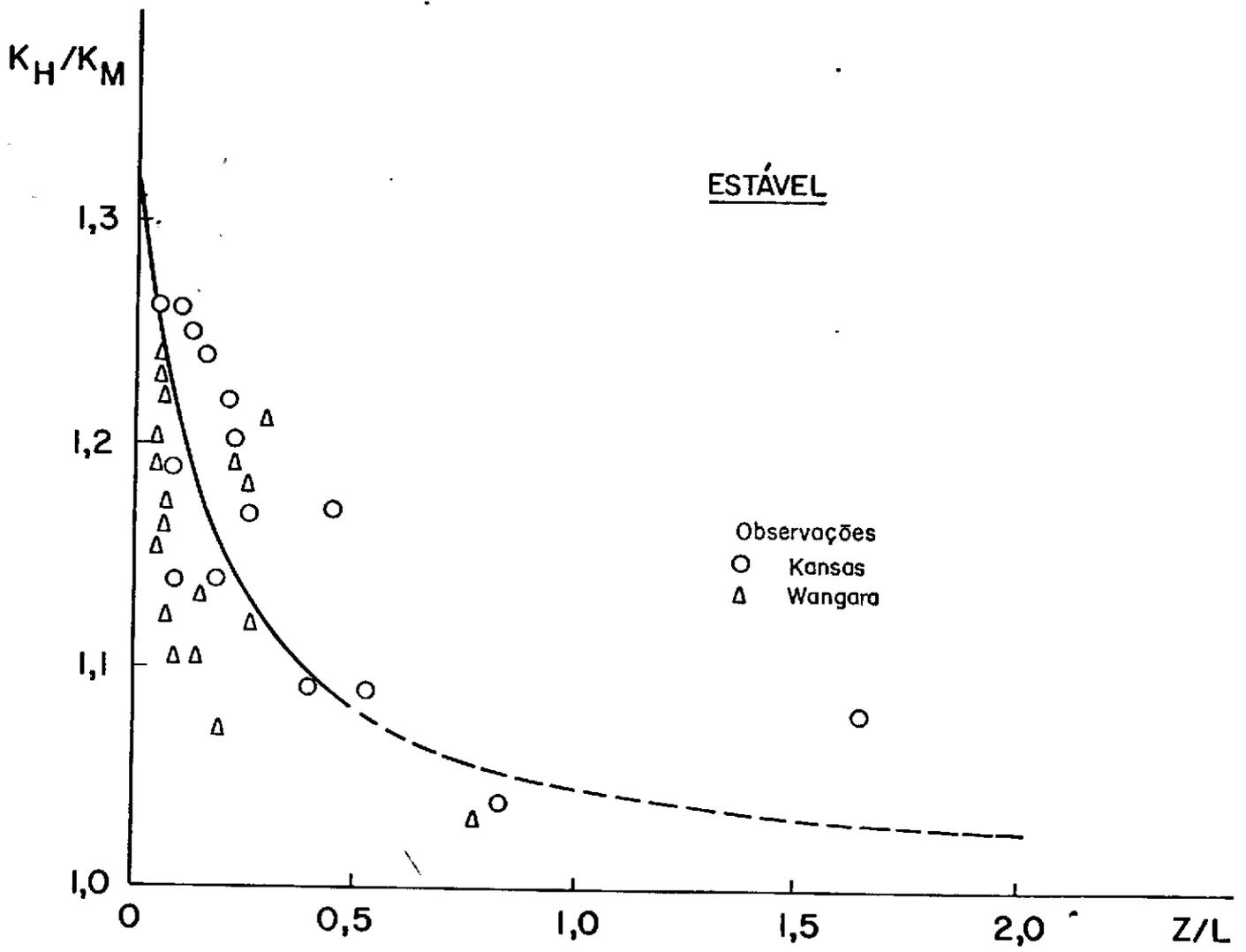


FIG. 6