

## UM MODELO SIMPLIFICADO DE CAMADA LIMITE

SERGIO HENRIQUE FRANCHITO  
YOSHIHIRO YAMAZAKI

Instituto de Pesquisas Espaciais – INPE  
12200 – São José dos Campos – SP

### RESUMO

Explora-se a possibilidade de incorporar a camada-limite planetária (CLP) em modelos mais complexos que requeiram tratamento especial dessa camada. Na versão simplificada da CLP, a subcamada do solo é modelada segundo Blackadar (1976) e a camada superficial é considerada empregando-se a teoria da similaridade de Monin-Obukhov (1954). As trocas de calor e momentum na CLP são efetuadas através do esquema de ajustamento de Richardson, proposto por Chang (1979). Uma série de experimentos foi conduzida para analisar a habilidade do modelo em detalhar os processos físicos envolvidos na CLP.

### ABSTRACT

The possibility of incorporating the planetary boundary layer (PBL) in complex models requires its special treatment and exploration. In a simplified version of PBL, the ground substratum is modelled as in Blackadar (1976) and the surface layer with the Monin-Obukhov (1954) similarity theory. The heat and momentum exchanges in the PBL are accomplished through the Richardson number adjustment scheme as proposed by Chang (1979). A series of experiments were conducted to analyse the model ability to present the details of the physical processes involved in the PBL.

### 1. INTRODUÇÃO

O maior sumidouro da quantidade de movimento e as maiores fontes de calor e umidade dentro da camada limite planetária (CLP) resultam direta ou indiretamente da interação entre a atmosfera e a superfície da terra (ou oceano). A remoção da quantidade de movimento pelas forças viscosas supre a fonte de energia cinética turbulenta (KE) e cria um cisalhamento vertical do vento. O fornecimento ou remoção de calor sensível da atmosfera, resultante dos fluxos radiativos para a (ou da) terra, produz uma diferença de temperatura entre o ar e a superfície da terra (ou oceano).

Assim, quando o fluxo de calor aponta para o ar, as forças de flutuação agem como fonte de KE, e a CLP é instável. Por outro lado, na extração de calor do ar, com o fluxo de calor apontando para a Terra, as forças de flutuação agem como sumidouro de KE, inibindo a turbulência, e tornando a CLP estável. Da mesma forma, a adição de umidade, ao ar, por evaporação na superfície, cria forças de flutuação que são fontes de KE. Esses fluxos, dentre outros, são importantes para a dinâmica da atmosfera em meso e grande escala, e seu grau de relevância depende das características do fenômeno a ser estudado.

Smith e Carson (1977) descreveram os aspectos práticos dos modelos numéricos com respeito a certas propriedades básicas da CLP e determinaram os parâmetros de maior ou menor relevância a serem especificados nessa camada. Segundo suas análises, a estrutura interna da CLP nos

modelos numéricos, pelo menos sobre a terra, deve ser determinada pelos fluxos da superfície e pelos parâmetros externos e não vice-versa.

Embora os modelos unidimensionais sejam mais simplificados, eles apresentam vários aspectos essenciais e comuns aos modelos de três dimensões. Assim, pretende-se desenvolver um modelo simples, mas realista, que simule as variações diárias dos processos físicos evoluídos na CLP, para possível incorporação em outros modelos dinâmicos mais complexos de meso ou grande escala. Os principais resultados obtidos na formulação dos esquemas de ajustamento, sensibilidade em certos parâmetros e formulação dos processos de transportes turbulentos são apresentados neste trabalho.

### 2. FORMULAÇÃO DA CAMADA LIMITE PLANETÁRIA

As relações prognósticas da camada limite planetária foram consideradas, por simplicidade, somente em uma dimensão. Todavia, com uma simples inclusão dos efeitos advectivos horizontais, o modelo pode ser facilmente estendido para duas ou três dimensões. As equações relevantes do modelo são (os símbolos estão definidos no Apêndice A)

$$\frac{\partial u}{\partial t} = f(v - v_g) + \left(\frac{\delta u}{\delta t}\right)_m \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -f(u - u_g) + \left(\frac{\delta v}{\delta t}\right)_m \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \left(\frac{\delta \theta}{\delta t}\right)_m \quad (2.3)$$

A diferença entre o modelo de Blackadar (1976) e o presente modelo reside essencialmente na formulação dos termos com subscripto  $m$  nas Equações 2.1 a 2.3 acima da camada superficial. Blackadar, em seu modelo, empregou para tais termos a teoria  $K$  e, com a aproximação de segunda ordem nas equações de Mellor e Yamada (1974), obteve indiretamente a distribuição vertical dos coeficientes de difusão turbulenta de calor e quantidade de movimento. Na presente formulação, foi considerado o esquema de ajustamento do número de Richardson acima da camada superficial, como foi feito por Chang (1979). Já na camada inferior a formulação é idêntica à de Blackadar (1976).

A interação solo-atmosfera é considerada supondo-se a existência de uma fina camada uniforme de solo à temperatura constante, e o prognóstico é dado apenas pela temperatura da superfície do solo ( $T_g$ ) em função do tempo. Posteriormente, o presente modelo poderá ser, eventualmente, acoplado ao modelo de solo em desenvolvimento por Lemes e Berlatto no Departamento de Meteorologia do INPE, São José dos Campos (comunicação pessoal, 1982).

A equação prognóstica para  $T_g$ , segundo Blackadar (1976), pode ser escrita:

$$\frac{\partial T_g}{\partial t} = (I_s \downarrow + I_L \downarrow - I_L \uparrow) C_g^{-1} + \omega(T_m - T_g) + K_s(\theta_a - T_g) \quad (2.4)$$

onde os efeitos da radiação solar absorvida na superfície, radiação de ondas longas da atmosfera, radiação de ondas longas da superfície, troca de calor da fina camada do solo com o substrato e o fluxo de calor da superfície foram devidamente incluídos.

A radiação de ondas curtas absorvida na superfície é estimada por:

$$I_s \downarrow = S \cos Z (1 - A) q \sec Z \quad (2.5)$$

e o ângulo zenital ( $Z$ ) é obtido pela expressão:

$$Z = \cos^{-1} (\sin \psi \sin \delta + \cos \psi \sin \delta \cos \omega_h) \quad (2.6)$$

onde a declinação solar ( $\delta$ ) é dada por:

$$\delta = 23.5 \sin \left[ \frac{2\pi(DJ-80)}{365} \right] \quad (2.7)$$

e o ângulo horário ( $\omega_h$ ) por:

$$\omega_h = 15^\circ (TL - 12^\circ) \quad (2.8)$$

onde o tempo local (TL) é obtido através de:

$$TL = GMT - \frac{\lambda}{15^\circ} \quad (2.9)$$

No tocante às radiações de ondas longas, diversas tentativas têm sido feitas para se obter uma representação empírica. A descrição de algumas delas são discutidas em Sellers (1965). Embora Gates (1965) argumente em favor da relação empírica de Swinbank (1963), obtida através do emprego de dados da Austrália e Oceano Índico, devido às controvérsias existentes, foi utilizada aqui a relação de Brunt (1952), que é expressa por:

$$I_L \downarrow - I_L \uparrow = -\epsilon \sigma T_g^4 (1 - a - b\sqrt{e}) \quad (2.10)$$

onde  $a$  e  $b$  são constantes. No modelo não foi levado em conta o efeito do vapor d'água, e a constante  $a$  foi considerada igual a 0.61, valor obtido por Budyko (1956).

A camada que controla o fluxo de calor solo-atmosfera foi considerada como o dobro da espessura do nível de abrigo. O balanço de calor nessa camada requer, na ausência de fontes diabáticas de calor, que a energia interna da camada seja modificada apenas pela interação com o solo e pela perda para a camada mista; isto é:

$$\frac{\partial \theta_a}{\partial t} = \frac{C_g}{\rho c_p d} k_s (T_g - \theta_a) - \frac{H_o}{\rho c_p d} \quad (2.11)$$

O fluxo de calor total ( $H_o$ ) é dado pela soma dos fluxos mecânicos ( $H_m$ ) e convectivo ( $H_c$ ). O método de Priestley (1965) foi empregado na determinação do fluxo convectivo. O método é aerodinâmico, onde os fluxos são estimados a partir de quantidades médias medidas. Nas condições convectivamente instáveis, para alturas acima de  $z_m$ , porém bem menores que  $|L|$ ,  $H_c$  pode ser estudado a partir da relação de Priestley (1965):

$$H_c = \frac{h \rho c_p}{3^{3/2} \left(1 - \frac{z_A}{z_N}\right)^{3/2}} \left(\frac{g}{\theta}\right)^{1/2} z_A^{1/2} (\theta_a - \theta_N)^{3/2} \quad (2.12)$$

O fluxo de calor mecânico, que é gerado pelo cisalhamento vertical do vento, agindo sobre o gradiente vertical de temperatura próximo ao solo, é o único mecanismo de troca de calor em situações não-convectivas ( $\theta_a \leq \theta_N$ ). Este fluxo é determinado pela teoria da similaridade de Monin-Obukhov. As relações dadas por Businger (1973) foram empregadas aplicando-se o método descrito por Hoffert e Storch (1979). O fluxo de calor mecânico é dado por:

$$H_m = \rho c_p u^* T^* \quad (2.13)$$

sendo a velocidade de fricção e a escala de temperatura encontradas, respectivamente, através de:

$$u^* = \frac{k u_a}{1n \left( \frac{z_a}{z_o} \right) - \psi_u \left( \frac{z_a}{L} \right)} \quad (2.14)$$

$$T^* = \frac{k (T_a - T_g)}{\alpha_o \left[ 1n \left( \frac{z_a}{z_o} \right) - \psi_T \left( \frac{z_a}{L} \right) \right]} \quad (2.15)$$

com L obtido por meio de:

$$L = \frac{\alpha_o u_a T_g}{g(T_a - T_g)} \frac{\left[ 1n \left( \frac{z_a}{z_o} \right) - \psi_T \left( \frac{z_a}{L} \right) \right]}{\left[ 1n \left( \frac{z_a}{z_o} \right) - \psi_u \left( \frac{z_a}{L} \right) \right]^2} \quad (2.16)$$

onde  $\psi_u$  e  $\psi_T$  são respectivamente, as funções dependentes da estabilidade para vento e temperatura.

A camada inferior do modelo foi tratada usando-se a mesma suposição de Blackadar (1976), isto é, a de que a espessura dessa camada é pequena (3.0m no presente modelo) e a direção do vento não muda perto do solo. Nestas condições, portanto, o tensor tensão apresenta a mesma direção do vento num dado nível.

Os efeitos devidos à mistura na camada de 50m são obtidos através de:

$$\left( \frac{\partial u_N}{\partial t} \right)_m = - \frac{u^{*2}}{z_N} \frac{u_N}{|V_N|} \quad (2.17)$$

$$\left( \frac{\partial v_N}{\partial t} \right)_m = - \frac{u^{*2}}{z_N} \frac{v_N}{|V_N|} \quad (2.18)$$

$$\left( \frac{\partial \theta_N}{\partial t} \right)_m = \frac{\theta_N}{T_N} \frac{H_o}{\rho c_p z_N} \quad (2.19)$$

Nas camadas acima de 50m a distribuição de calor e quantidade de movimento é feita através do esquema de ajustamento do número de Richardson (Chang, 1979), o qual utiliza como critério de estabilidade o gradiente do número de Richardson, dado por:

$$R_i = \frac{\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}}{\left[ \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]} \quad (2.20)$$

Há dois mecanismos importantes que concorrem para a ocorrência de mistura nas camadas abaixo da inversão: nas condições convectivas ou aproximadamente neutras a mistura pode ser induzida por instabilidade estática, enquanto nas condições estáveis o mecanismo dominante é o cisalhamento vertical do vento. Assim, quando o número de Ri-

chardson entre duas camadas atinge um certo valor, há uma mistura do ar entre elas buscando um estado mais estável. O valor crítico considerado para  $R_i$  foi 0.25, o qual está de acordo com vários estudos, tais como os de Taylor (1931), Businger (1969), Hines (1971) e outros. Para duas camadas com temperaturas potenciais  $\theta_j$  e  $\theta_{j+1}$ , onde  $R_i < 0.25$ , é feito o ajustamento de modo que a taxa de variação vertical da temperatura ( $\gamma_c$ ) assuma a forma:

$$\theta'_{j+1} - \theta'_j = \frac{\gamma_c}{g} (\phi_{j+1} - \phi_j) \quad (2.21)$$

onde  $\theta'_{j+1}$  e  $\theta'_j$  são as temperaturas potenciais após o ajustamento. No modelo,  $\gamma_c = 7 \times 10^{-4} \text{ Km}^{-1}$ , conforme foi sugerido por Deardorff (1966) ao considerar o fluxo de calor contra-gradiente. A nova temperatura potencial no nível  $j+1$ , após o ajustamento, é obtida considerando-se que a temperatura potencial é conservada durante uma mistura adiabática e, em adição, utilizando-se a Equação 2.21.

$$\theta'_{j+1} = \frac{[\theta_{j+1} \delta z_{j+1} + \theta_j \delta z_j + \frac{\gamma_c}{g} (\phi_{j+1} - \phi_j) \delta z_j]}{(\delta z_{j+1} + \delta z_j)} \quad (2.22)$$

onde  $\delta z_{j+1}$  e  $\delta z_j$  são as espessuras das camadas.

A nova temperatura no nível  $j$  é obtida através da Equação 2.21, usando-se  $\theta'_{j+1}$  encontrado na Equação 2.22. A proporção de massa ( $\alpha$ ) transferida da camada  $j$  para a camada  $j+1$ , a fim de que as temperaturas sejam ajustadas, é dada por:

$$\alpha = \frac{\theta'_{j+1} - \theta_j}{\theta_j - \theta'_{j+1}} \quad (2.23)$$

Esta mesma proporção  $\alpha$  é utilizada para permitir o ajustamento da quantidade de movimento:

$$V'_{j+1} = (1 - \alpha)V_{j+1} + \alpha V_j \quad (2.24)$$

A nova velocidade no nível  $j$  é encontrada a partir da conservação da quantidade de movimento:

$$V'_j = \frac{(V_{j+1} - V'_{j+1}) \delta z_{j+1} + V_j \delta z_j}{\delta z_j} \quad (2.25)$$

### 3. RESULTADOS

Os dados empregados na inicialização do modelo foram aqueles observados no dia 9 de agosto de 1953, durante o "Great Plain Experiment" (Lettau e Davidson, 1957). O perfil inicial de temperatura, correspondente às 04:30 tempo local (TL), é apresentado na Figura 1. Os resultados

do modelo são sensíveis em relação ao perfil inicial da temperatura, porém não são influenciados pelos detalhes do perfil de vento inicial, devido à forte mistura que ocorre logo nas primeiras horas da manhã. Assim, aliando-se à não-disponibilidade de dados de vento nos pontos de grade do modelo, foi considerado um perfil aproximadamente logarítmico nos níveis inferiores, com o qual obtiveram-se resultados satisfatórios.

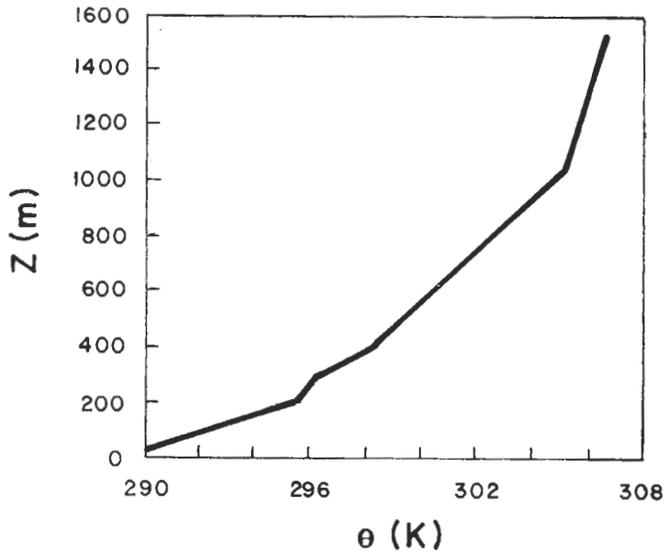


Figura 1 — Perfil inicial da temperatura potencial.

Foram feitos experimentos utilizando-se ventos geostróficos uniformes do 0 (caso 1), 5 (caso 2) e  $10\text{ms}^{-1}$  (caso 3), visando observar como se comporta o modelo sob diferentes condições de vento. Também foram testados valores diferentes de  $z_0$ , a fim de se notar a influência deste parâmetro nos resultados obtidos através do modelo. Para observar o comportamento da camada limite, em relação aos experimentos efetuados, atentou-se para certas características importantes, tais como temperatura da superfície do solo, temperatura do ar no nível do abrigo, fluxo de calor na superfície, velocidade de fricção e escala de temperatura.

A variação temporal de temperatura da superfície do solo ( $T_g$ ) é semelhante nos três casos testados. Após um mínimo em torno de 06:00TL, com a incidência de radiação de ondas curtas provenientes do sol,  $T_g$  aumenta chegando a um máximo por volta de 14:00TL, sendo este valor diferente para os três casos. A Figura 2 mostra as temperaturas do solo para os casos 1 e 3, onde se nota uma diferença de cerca de 1K entre os respectivos picos. Isto ocorre porque o cisalhamento do vento no caso 3 provoca um fluxo de calor para cima mais forte nas condições convectivas, o que é evidenciado na Figura 3. Já, à noite, os valores de  $T_g$  para o caso 1 são ligeiramente superiores aos encontrados no caso 3, pois o fluxo de calor para baixo em (1) é praticamente nulo, enquanto em (3) é um pouco mais forte (aproximadamente  $2\text{wm}^{-2}$ ).

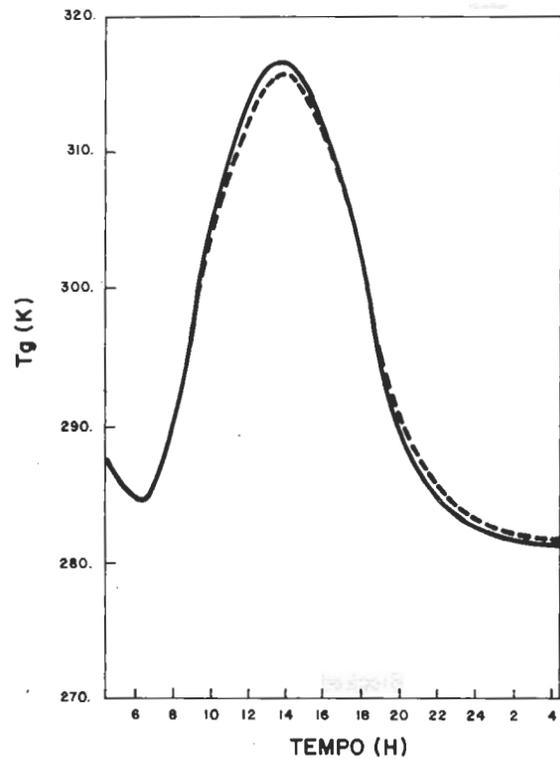


Figura 2 — Variações diárias da temperatura da superfície do solo para os casos 1 e 3. Resultados para  $z_0 = 10^{-4}\text{m}$ . A linha tracejada corresponde ao caso  $u_g = 10\text{m s}^{-1}$  e a contínua para  $u_g$  nulo.

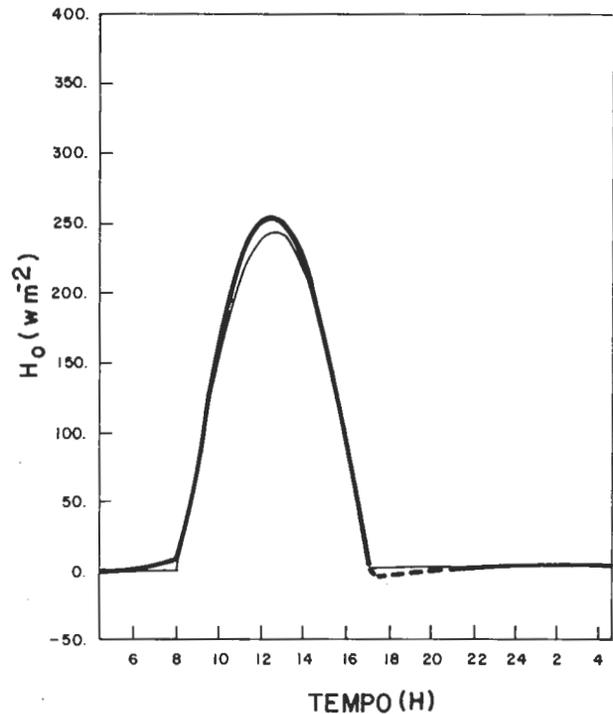


Figura 3 — Fluxo de calor na superfície para os casos 1 e 3. Resultados para  $z_0 = 10^{-4}\text{m}$ . A linha mais grossa corresponde ao caso  $u_g = 10\text{m s}^{-1}$  e a mais fina a  $u_g$  nulo. A linha tracejada refere-se à parte desacoplada.

Com relação à temperatura no nível do abrigo ( $\theta_a$ ), a sua variação também é semelhante nos três casos estudados, com um mínimo em torno de 06:00TL e um máximo entre 14:00 e 16:00TL, como acontece normalmente durante o dia. A Figura 4 apresenta valores temporais de  $\theta_a$  para os casos 1 e 3, onde se nota também, a diferença de aproximadamente 1K entre seus picos sob condições convectivas, e pequenas diferenças durante à noite, como no caso de  $T_g$ . Observa-se, ainda, um decréscimo mais acentuado de  $\theta_a$  após às 17:00TL, quando  $H_0$  já não é mais positivo e  $\theta_a$  excede o valor de  $T_g$ . Estes resultados estão de acordo com os encontrados por Chang (1979), no que diz respeito às condições convectivas. Contudo, durante a noite, tanto para  $T_g$  como  $\theta_a$ , as diferenças observadas entre os casos 1 e 3 são pequenas, ao passo que Chang obteve diferenças até cerca de 6K. Isto pode ser explicado levando-se em conta os fluxos de calor para baixo encontrados nos dois modelos. Embora os valores de  $H_0$ , nos dois modelos, sejam semelhantes no caso 1, apresentam diferenças no caso 3, onde no presente modelo, estes valores são pequenos (até aproximadamente  $2 \text{ w m}^{-2}$ ) em comparação aos obtidos por Chang (até cerca de  $50 \text{ w m}^{-2}$ ).

A razão para que os fluxos de calor na superfície neste modelo sejam mais fracos à noite, no caso 3, em relação ao modelo de Chang, deve residir na maneira como são calculados. Aqui é utilizado o método de Hoffert e Storch

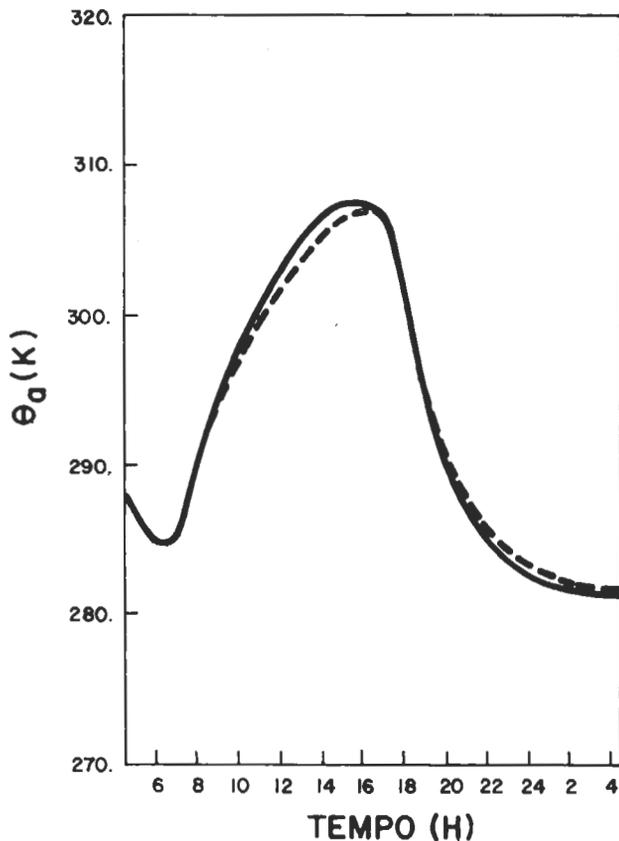


Figura 4 — Variações diárias de temperatura potencial no nível de abrigo para os casos 1 e 3. Resultados para  $z_0 = 10^{-4} \text{ m}$ . A linha tracejada corresponde ao caso  $u_g = 10 \text{ m s}^{-1}$  e a contínua a  $u_g$  nulo.

(1979), o qual toma o número de Richardson à altura do nível do abrigo como parâmetro de estabilidade para o cálculo de  $u^*$  e  $T^*$ , e portanto de  $H_0$ . Quando  $Ri$  excede um valor crítico (0,21), o escoamento é suposto desacoplado e tanto  $u^*$  como  $T^*$  são considerados nulos. Assim, ao passar da condição de instabilidade para estabilidade,  $Ri$  pode eventualmente exceder este valor crítico e o escoamento tornar-se desacoplado. Isto pode acontecer em vários instantes não consecutivos, de forma que os valores de  $H_0$  não variem de maneira uniforme em todo intervalo de tempo em que há estabilidade.

As Figuras 5 e 6 mostram as variações com o tempo de  $u^*$  e  $T^*$  respectivamente, nos casos 1 e 3, onde as linhas tracejadas representam a parte desacoplada. No caso 1, nota-se que o desacoplamento ocorre por volta de 16:30TL, persistindo até aproximadamente 22:30TL. Como neste caso  $Ri$  excede o valor crítico em todo este intervalo, o desacoplamento é contínuo, e  $H_0$  mantém-se nulo como pode ser visualizado na Figura 3. No caso 3, o intervalo onde ocorre desacoplamento corresponde aproximadamente das 16:30 às 19:30TL. Contudo, agora, o desacoplamento não persiste continuamente em todo o intervalo de tempo, aparecendo, também, situações de estabilidade ( $H_0$  negativo) dentro do mesmo intervalo. Isto é representado na Figura 3 através da parte tracejada.

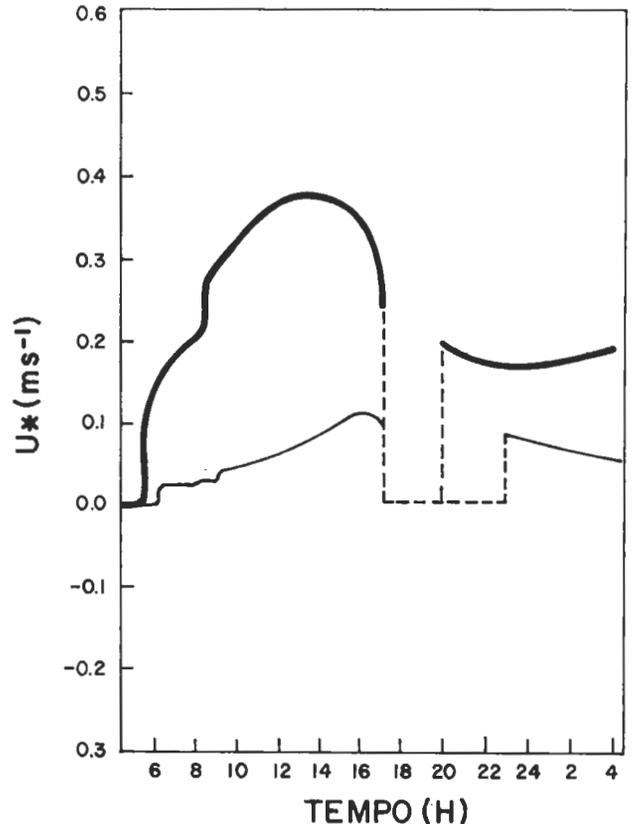


Figura 5 — Variações diárias da velocidade de fricção para os casos 1 e 3. Resultados para  $z_0 = 10^{-4} \text{ m}$ . A linha mais grossa corresponde ao caso  $u_g = 10 \text{ m s}^{-1}$  e a mais fina a  $u_g$  nulo. A linha tracejada refere-se à parte desacoplada.

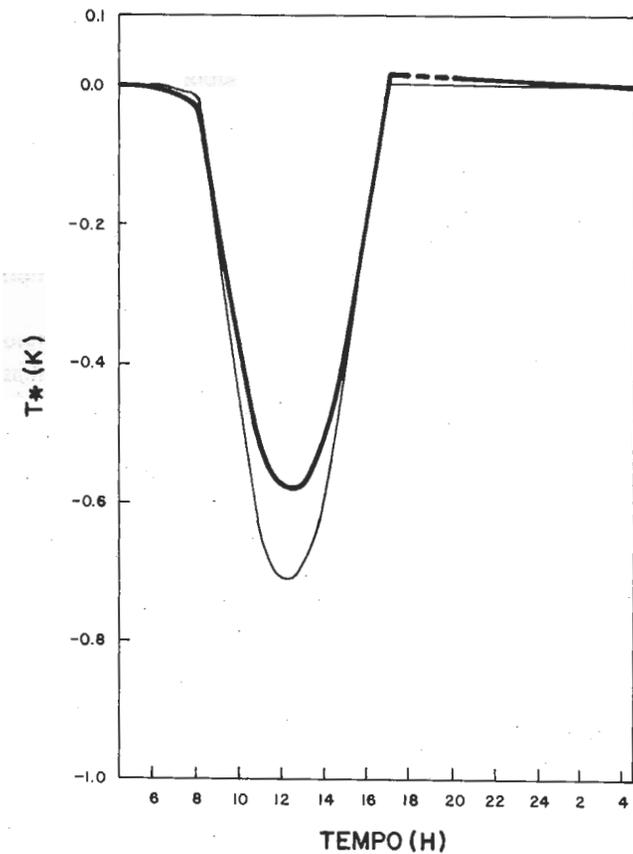


Figura 6 — Variações diárias da escala de temperatura para os casos 1 e 3. Resultados para  $z_0 = 10^{-4}$  m. A linha mais grossa corresponde ao caso  $u_g = 10 \text{ m s}^{-1}$  e a mais fina a  $u_g$  nulo. A linha tracejada refere-se à parte desacoplada.

Ainda com referência às Figuras 5 e 6, nota-se que, durante a situação de instabilidade, houve alterações nos valores máximo de  $u^*$  e mínimo de  $T^*$ , do caso 1 para o 3, devido ao fato do cisalhamento do vento ser maior em (3). Os valores de  $u^*$  em (3) são superiores aos encontrados em (1), neste período, pois este parâmetro aumenta quanto maior for o cisalhamento do vento. Já quanto à curva de  $T^*$ , no caso 3, o mínimo é menos pronunciado, pois o cisalhamento do vento, que induz um fluxo de calor para cima mais forte, provoca valores mais baixos de  $T_g$  e, portanto, de acordo com a Equação 2.15 valores maiores de  $T^*$ .

O modo como  $u^*$  e  $T^*$  variam com o tempo apresenta semelhanças com os resultados obtidos por Hoffert e Storch (1979). Todavia, diferenças são encontradas nos máximos e mínimos, onde no presente modelo  $T^*$  varia aproximadamente de  $-0,6$  a  $0,02 \text{ K}$  (caso 3) e de  $-0,72$  a  $0,01 \text{ K}$  (caso 1); e  $u^*$ , de  $0$  a  $0,37 \text{ m s}^{-1}$  (caso 3) e de  $0$  a  $0,12 \text{ m s}^{-1}$  (caso 1); enquanto Hoffert e Storch obtiveram variações de  $0$  a  $1 \text{ m s}^{-1}$  e de  $-1,3$  a  $0,3 \text{ K}$  para  $u^*$  e  $T^*$ , respectivamente. Também o período de duração da situação de desacoplamento no presente modelo é diferente do encontrado por Hoffert e Storch, o qual se estende aproximadamente das

20:00 às 23:30 L. Estas diferenças podem ser atribuídas à fonte dos dados iniciais, bem como ao fato de que Hoffert-Storch acoplaram ao perfil de similaridade de Monin-Obukhov uma formulação que usa um forçante para a evolução da temperatura da superfície do solo a fim de produzir valores locais de tensão de cisalhamento, fluxo de calor e temperatura de superfície.

Os resultados até agora discutidos se referiram a testes efetuados a fim de se observar o comportamento de certos parâmetros importantes dentro da camada limite planetária em relação às diferentes condições de vento. Para isso, nos três casos estudados, foi mantido o mesmo valor  $z_0$  (no caso  $10^{-4}$  m). Experimentos realizados com outro valor de  $z_0$  ( $10^{-3}$  m) revelam as mesmas características observadas anteriormente, por ocasião das condições de vento nulo e não-nulo. As Figuras 7 a 9 mostram as temperaturas de superfície do solo, fluxo de calor na superfície e  $T^*$  para os casos 1 e 2, onde se nota a semelhança com os resultados obtidos para  $z_0 = 10^{-4}$  m (Figuras 2, 3 e 6). Com o aumento de  $z_0$ , os parâmetros  $u^*$  e  $T^*$  intensificam seus valores máximo e mínimo, respectivamente, durante o período convectivo, como é mostrado nas Figuras 10 e 11. Isto re-

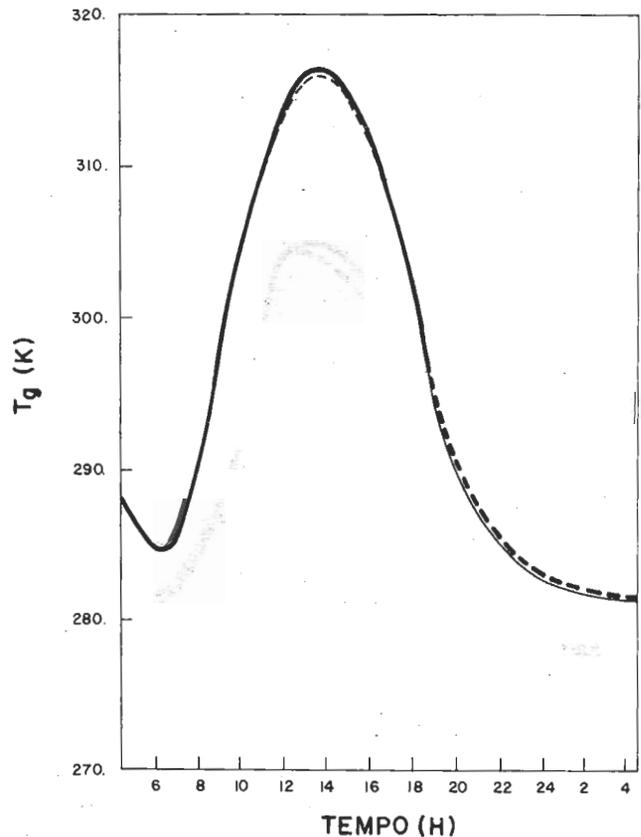


Figura 7 — Variações diárias da temperatura da superfície do solo para os casos 1 e 2. Resultados para  $z_0 = 10^{-3}$  m. A linha tracejada corresponde ao caso  $u_g = 5 \text{ m s}^{-1}$  e a contínua a  $u_g$  nulo.

sulta num ligeiro aumento do fluxo de calor para cima e conseqüente diminuição dos picos das temperaturas da superfície do solo e do abrigo. Contudo, este acréscimo em  $H_0$  e decréscimo em  $T_g$  e  $\theta_a$  são muito pequenos e de difícil percepção através das curvas destes parâmetros.

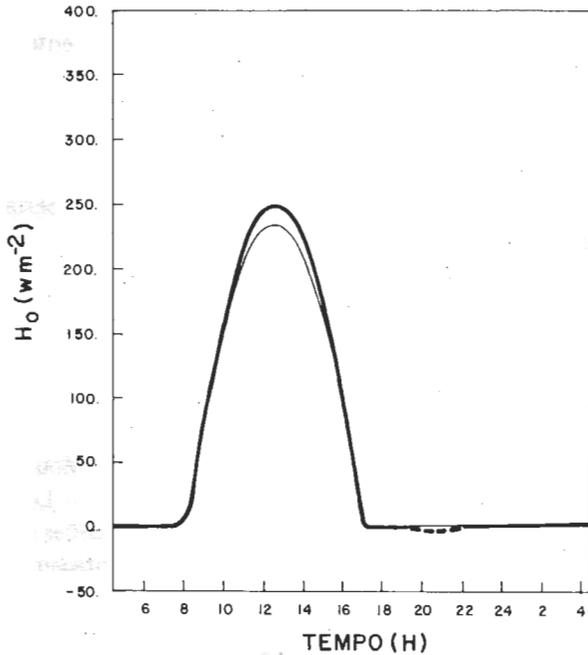


Figura 8 — Fluxos de calor na superfície para os casos 1 e 2. Resultados para  $z_0 = 10^{-3}$  m. A linha mais grossa refere-se ao caso  $u_g = 5 \text{ m s}^{-1}$  e a mais fina a  $u_g$  nulo. A linha tracejada refere-se à parte desacoplada.

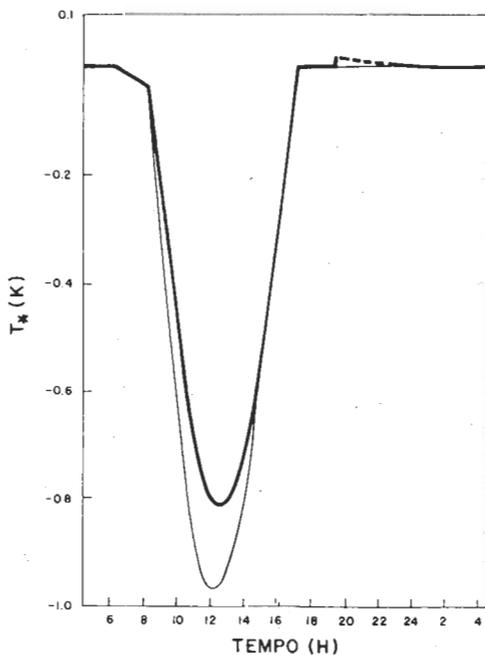


Figura 9 — Variações diárias da escala de temperatura para os casos 1 e 2. Resultados para  $z_0 = 10^{-3}$  m. A linha mais grossa refere-se ao caso  $u_g = 5 \text{ m s}^{-1}$  e a mais fina a  $u_g$  nulo. A linha tracejada refere-se à parte desacoplada.

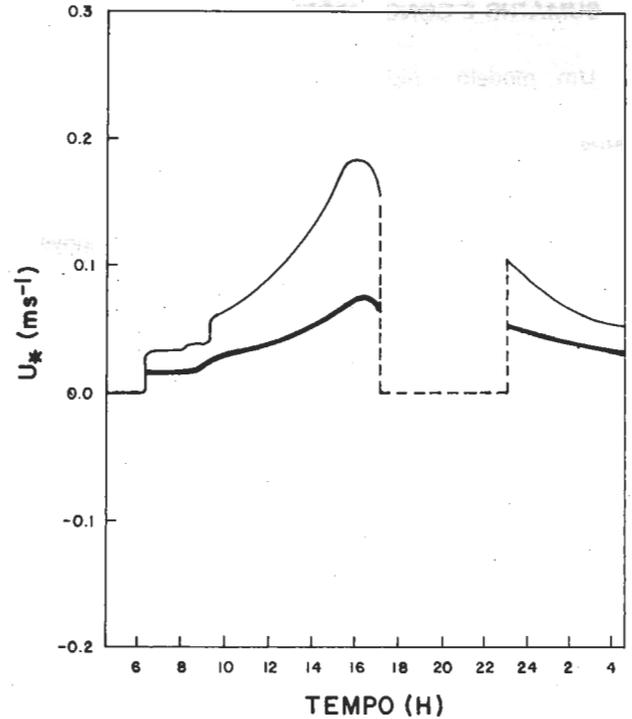


Figura 10 — Variações diárias de  $u^*$  para  $z_0$  diferentes. Resultados para  $u_g$  nulo. A linha mais grossa corresponde ao caso  $z_0 = 10^{-4}$  m e a mais fina a  $z_0 = 10^{-3}$  m. A linha tracejada refere-se à parte desacoplada.

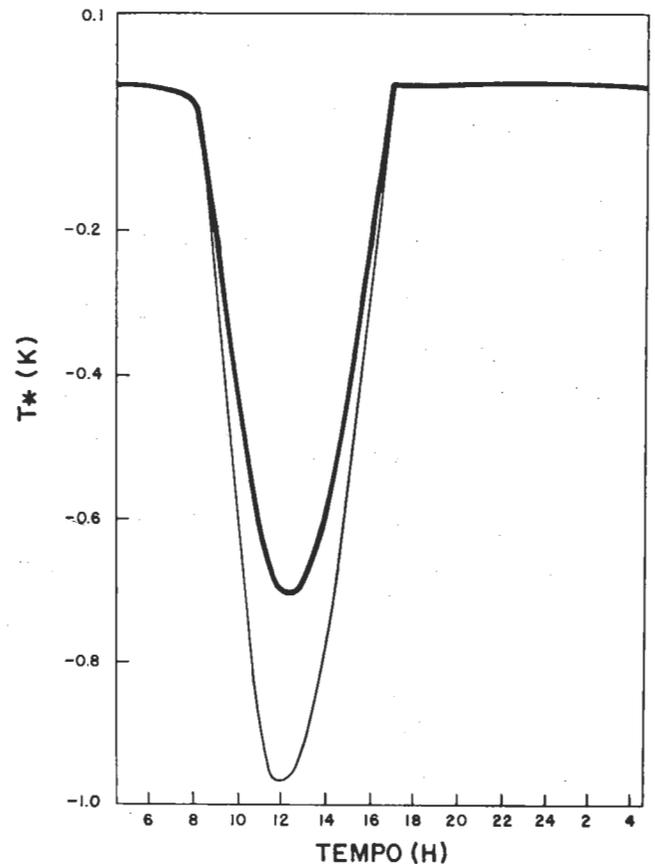


Figura 11 — Variações diárias de  $T^*$  para  $z_0$  diferentes. Resultados para  $u_g$  nulo. A linha mais grossa corresponde ao caso  $z_0 = 10^{-4}$  m e a mais fina a  $z_0 = 10^{-3}$  m.

#### 4. SUMÁRIO E CONCLUSÕES

Um modelo unidimensional é desenvolvido visando simular os processos físicos envolvidos na CLP. A camada superficial é modelada utilizando-se a teoria da similaridade de Monin-Obukhov, e a temperatura da superfície do solo é obtida segundo Blackadar (1976). O fluxo de calor na superfície é calculado através da soma dos fluxos convectivo e mecânico, e as trocas de calor e quantidade de movimento são feitas usando-se o esquema de ajustamento do número de Richardson (Chang, 1979).

O modelo, embora simples, reproduz as principais características das variações diárias dos parâmetros envolvidos na CLP, sendo, portanto, útil sua incorporação em modelos dinâmicos mais complexos de meso ou grande escala.

Experimentos foram realizados visando observar a estrutura térmica da CLP sob diferentes condições de vento: 1)  $u_g = 0$ ; 2)  $u_g = 5$  e 3)  $u_g = 10 \text{ms}^{-1}$ . O efeito da presença de  $u_g \neq 0$  aparece na diminuição, durante o período convectivo, dos picos das curvas de variação diária das temperaturas da superfície do solo e do nível do abrigo, pois o cisalhamento do vento causa fluxo de calor para cima mais forte. Durante a noite há um pequeno aumento de  $T_g$  e  $\theta_a$  em relação ao caso  $U_g = 0$ , pois neste o fluxo de calor na superfície é praticamente nulo. Aumentando-se o valor de  $z_0$ , verificam-se as mesmas características observadas anteriormente, apenas com um diminuto acréscimo em  $H_0$  e

conseqüente diminuição de  $T_g$  e  $\theta_a$ , embora quase insensível.

Embora os resultados obtidos sejam satisfatórios, vários testes e melhoramentos podem ser feitos, no futuro, com a finalidade de um maior aperfeiçoamento do modelo. Por exemplo, seria proveitoso realizar novos experimentos com novos valores de  $z_0$  com o objetivo de, comparando-se com os testes já efetuados, apurar mais detalhadamente a sensibilidade do modelo em relação a este parâmetro. Também seria de interesse obter um tratamento mais detalhado quando ocorre a situação de desacoplamento, ao invés de simplesmente considerar nulos os valores de  $u^*$  e  $T^*$ . Outro aspecto relevante refere-se à inicialização do modelo. Seria interessante observar como se comporta o modelo ao realizarem-se testes utilizando-se outras fontes de dados iniciais.

#### AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem ao Dr. Antonio Divino Moura, o apoio dado; ao Dr. Yelissety Viswanadham e ao Sr. Leonardo D. de Abreu Sá as valiosas sugestões e discussões e a Sra. Maria de Fátima Santana Massunaga a montagem e datilografia.

Esta pesquisa foi em parte financiada pelo Convênio CNPq/INPE/FINEP B/54-81/042/00/00.

#### REFERÊNCIAS

- BLACKADAR, A.K. Modeling the nocturnal boundary layer. Third Symposium on Atmospheric Turbulence, Diffusion, and Air Quality, Raleigh, North Carolina, *Amer. Meteor. Soc.*, 1976. Preprints, 46-49.
- BRUNT, D. *Physical and dynamical Meteorology*. Cambridge University Press, 1952, 126-146.
- BUDYKO, M.I. Teplovoi Balans Zemnoi Poverkhnosti. Gidrometeorologicheskoe Izdatel'stvo, Leningrad. (English transl.: Stepanova, N.A. 1958. The heat balance of the Earth's surface: *Office of Technical Services*, U.S. Dept. of Commerce, Washington), 1956.
- BUSINGER, J.A. Note on the critical Richardson number (5), *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 95: 653-654, 1969.
- \_\_\_\_\_. Turbulent transfer in the atmospheric surface layer. IN: Workshop on Meteorology (ed. by Haugen, D.A.) *Amer. Meteor. Soc.*, Boston, 1973, 67-99.
- CHANG, S.W. An efficient parametrization of convective and non-convective planetary boundary layer for use in numerical model. Fourth Conference on Numerical Weather Prediction. *Amer. Meteor. Soc.*, 1979, 370-377.
- DEARDORFF, J.W. The countergradient heat fluxes in the lower atmosphere and laboratory. *J. Atmos. Sci.*, 23: 503-506, 1966.
- GATES, D.M. Radiant energy, its receipt and disposal. IN: Meteorological Monographs (ed. by Waggoner, P.E.) *Amer. Meteor. Soc.*, Boston, 1965, 1-26.
- HINES, C.O. Generalizations of the Richardson criterion for the onset atmospheric turbulence. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 97: 429-439, 1971.
- HOFFERT, M.I.; STORCH, J. A scheme for computing surface fluxes from mean flow observations. *Bound. Layer Meteor.*, 17: 429-442, 1979.
- LETTAU, H.H.; DAVIDSON, B. Exploring the atmosphere's first mile. Pergamon Press, New York, 1957.
- MELLOR, G.L.; YAMADA, T. A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, 31: 1791-1806, 1974.
- MONIN, A.S.; OBUKHOV, A.M. Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground. Tr., Akad. Nauk SSSR Geofiz. Inst., 24: 163-187, 1954.
- PRIESTLEY, C.H.B. *Turbulent transfer in the lower atmosphere*. U. Chicago Press., Chicago, 1965, 39-52.
- SELLERS, W.D. *Physical Climatology*, U. Chicago Press., Chicago, 1965, 54-54.
- SMITH, F.B.; CARSON, D.J. Some thoughts on the specification of the boundary layer relevant to numerical modeling. *Bound. Layer Meteor.*, 12: 307-330, 1977.
- SWINBANK, W.C. Longwave radiation from clear skies. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 89: 339-348, 1963.
- TAYLOR, G.I. Effect of variation in density on the stability of superposed streams of fluids. *Proc. Roy. Soc.*, London (A), 132: 449-523, 1931.

## APÊNDICE A

### LISTA DE SÍMBOLOS

a	– Constante (= 0,61) na equação (2.10)	v	– Componente na direção y da velocidade do vento relativa à Terra ( $m s^{-1}$ )
A	– Albedo da superfície	$v_g$	– Velocidade do vento geostrófico na direção y ( $m s^{-1}$ )
b	– Constante (tomada igual a zero) na equação (2.10)	$V_N$	– Velocidade do vento na direção y na altura da camada superficial ( $m s^{-1}$ )
$c_p$	– Calor específico do ar seco à pressão constante ( $J kg^{-1} K^{-1}$ )	V	– Módulo da velocidade horizontal do vento em um nível qualquer ( $m s^{-1}$ )
$C_g$	– Capacidade calorífica por unidade de área ( $Kg s^{-2} K^{-1}$ )	$ V_N $	– Módulo da velocidade horizontal do vento na altura da camada superficial ( $m s^{-1}$ )
d	– Duas vezes a altura do nível de abrigo (m)	$z_A$	– Altura do nível de abrigo (m)
DJ	– Dia do ano	$z_N$	– Altura da camada superficial (m)
e	– Pressão de vapor ( $Nm^{-2}$ )	$z_O$	– Rugosidade aerodinâmica (m)
f	– Parâmetro de Coriolis ( $s^{-1}$ )	Z	– Ângulo zenital do Sol (rad)
g	– Aceleração da gravidade ( $ms^{-2}$ )	$\alpha$	– Proporção de massa transferida entre duas camadas do modelo quando do ajustamento do número de Richardson
GMT	– Tempo médio de Greenwich	$\alpha_O$	– Constante (= 0,74) na equação (2.15)
h	– Constante de Priestley	$\gamma_c$	– Taxa de variação vertical da temperatura ( $K m^{-1}$ )
$H_c$	– Fluxo convectivo ( $Wm^{-2}$ )	$\delta$	– Declinação solar (rad)
$H_m$	– Fluxo mecânico de calor ( $Wm^{-2}$ )	$(\frac{\delta u}{\delta t})_m$	– Termo relacionado com o ajustamento do número de Richardson ( $m s^{-1}$ )
$H_o$	– Fluxo de calor total da superfície ( $Wm^{-2}$ )	$(\frac{\delta v}{\delta t})_m$	– Termo relacionado com o ajustamento do número de Richardson ( $m s^{-1}$ )
$I_{L\downarrow}$	– Fluxo de onda longa para baixo ( $Wm^{-2}$ )	$\delta z$	– Espessura das camadas (m).
$I_{L\uparrow}$	– Fluxo de onda longa para cima ( $Wm^{-2}$ )	$(\frac{\delta \theta}{\delta t})_m$	– Termo relacionado com o ajustamento do número Richardson (K)
$I_{S\downarrow}$	– Fluxo de onda curta para baixo ( $Wm^{-2}$ )	$\phi$	– Geopotencial ( $m^2 s^{-2}$ )
j	– Índice denotando os níveis do modelo	$\lambda$	– Longitude (rad)
k	– Constante de Von Kármann (0,35)	$\psi$	– Latitude (rad)
$K_s$	– Difusividade térmica do solo ( $s^{-1}$ )	$\psi_u$	– Função de estabilidade para o vento
L	– Comprimento de Monin-Obukhov (m)	$\psi_T$	– Função de estabilidade para a temperatura
q	– Transmissividade da atmosfera	$\rho$	– Densidade ( $kg m^{-3}$ )
$R_i$	– Número de Richardson	$\theta$	– Temperatura potencial do ar (K)
S	– Constante solar ( $Wm^{-2}$ )	$\theta_a$	– Temperatura potencial do ar no nível do abrigo (K)
t	– Tempo (s)	$\theta_N$	– Temperatura potencial do ar na altura da camada superficial (K)
$T_a$	– Temperatura do ar no nível do abrigo (K)	$\bar{\theta}$	– Temperatura potencial média (K)
$T_g$	– Temperatura da superfície do solo (K)	$\theta'$	– Temperatura potencial ajustada (K)
$T_m$	– Temperatura do ar à superfície (usualmente tomada como a média das 24 horas anteriores (K))	$\omega$	– Constante de tempo de relaxação ( $s^{-1}$ )
$T_N$	– Temperatura do ar na altura da camada superficial (K)	$\omega_h$	– Ângulo horário do sol (rad)
TL	– Tempo local (s)		
$T^*$	– Escala de temperatura friccional (K)		
u	– Componente na direção x da velocidade do vento relativa à Terra, ( $m s^{-1}$ )		
$u_a$	– Velocidade do vento na direção x no nível de nível ( $m s^{-1}$ )		
$u_g$	– Velocidade do vento geostrófico na direção x ( $m s^{-1}$ )		
$U_N$	– Velocidade do vento na direção x na altura da camada superficial ( $m s^{-1}$ )		
$u^*$	– Velocidade de fricção ( $m s^{-1}$ )		