

Equação prognóstica do número de Richardson na Camada Limite Estável

Felipe Denardin Costa^{*1}, Franciano Scremin Puhales¹, Guilherme Sausen Welter¹, Rafael Domingues Della Pace¹, Otávio Costa Acevedo¹, Luís Gustavo Nogueira Martins¹

¹*Departamento de Física/CCNE/Universidade Federal de Santa Maria
Santa Maria, RS, Brasil*

**e-mail: fdenardin@gmail.com*

1. Introdução

No período noturno, a Energia Cinética Turbulenta (ECT) é dissipada por forçantes térmicos, associados a uma estratificação estável induzida pelo resfriamento radiativo da superfície. Nesse período, no qual a intensidade da turbulência é menor, a CLP se restringe a uma camada limite estável. Nesta, freqüentemente observa-se o surgimento de focos de turbulência isolados. Neste caso, o número de Richardson, que é definido como sendo a razão entre os forçantes térmicos e mecânicos (equação 1), pode apresentar comportamento oscilatório.

$$Ri = \frac{g}{S^2} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (1)$$

Na equação acima θ é a temperatura potencial, g a aceleração da gravidade e $S^2 = \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2}$ é o cisalhamento.

A teoria prevê que a oscilação do número de Richardson ocorra em torno de um valor chamado crítico ($Ri_c = 0,25$), acima do qual a destruição pela estratificação térmica excede a produção de turbulência pelo cisalhamento do vento.

Neste trabalho, apresenta-se uma equação prognóstica para o número de Richardson na camada limite estável. A evolução prevista por esta equação é mostrada para três formulações clássicas de turbulência (Louis et al., 1981, Delage, 1997 e McNider et al., 1997) em condições idealizadas.

2. Equação prognóstica

Derivando (1) com relação ao tempo:

$$\frac{\partial Ri}{\partial t} = \frac{g}{\theta S^4} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right) - 2S \frac{\partial \theta}{\partial z} \frac{\partial S}{\partial t} \right] \quad (2)$$

Sendo:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z} - \frac{\partial R_n}{\partial z} \quad \text{e} \quad \frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z} = (1 - z/h)^m \overline{(w'\theta')_0}$$

Onde R_n é a taxa de resfriamento radiativo.

Substituindo as relações acima em (2):

$$\frac{\partial Ri}{\partial t} = \frac{g}{\theta S^4} \left[S^2 \frac{m(m-1) \overline{(w'\theta')_0}}{h^2} + S^2 \frac{\partial (R_n)_0}{\partial z} - 2S \frac{\partial \theta}{\partial z} \frac{\partial S}{\partial t} \right] \quad (3)$$

Assumindo que $\overline{(w'\theta')_0} / u_* = \frac{1}{S^2} \frac{\partial \theta}{\partial z}$ (Acevedo and Fitzjarrald,

2001) e substituindo em (3):

$$\frac{\partial Ri}{\partial t} = \frac{Ri}{S} \left(\frac{m(m-1)u_*^2}{Sh^2} \right) - 2 \frac{Ri}{S} \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{g}{\theta S^2} \frac{\partial (R_n)_0}{\partial z} \quad (4)$$

Aqui, como uma idealização, desconsideraremos os dois últimos termos de (4):

$$\frac{\partial Ri}{\partial t} = Ri \frac{m(m-1)u_*^2}{S^2 h^2} \quad (5)$$

A partir de (5) foi feita a simulação do comportamento de u_* para as seguintes formulações de turbulência:

$$u_*^2 = \left[\frac{k}{\ln(z/z_0)} \right]^2 \bar{U}^2 \left[1 + \frac{10Ri}{(1+5Ri)^{1/2}} \right]^{-1} \quad (6)$$

$$u_*^2 = \left[\frac{k}{\ln(z/z_0)} \right]^2 \bar{U}^2 \left[(1+12Ri)^{-1} \right]^2 \quad (7)$$

$$u_*^2 = \left[\frac{k}{\ln(z/z_0)} \right]^2 f(Ri)(u^2 + v^2) \quad (8)$$

Sendo:

$$f(Ri) = (1 - Ri / Ri_c)^2 \rightarrow Ri < Ri_c$$

$$f(Ri) = 0 \rightarrow Ri \geq Ri_c$$

Essas formulações foram propostas por Louis et al. (1981), Delage (1997) e McNider (1997) respectivamente.

3. Resultados

Aplicando as formulações acima à (5) e resolvendo-a numericamente vemos como seria a dependência de u_* em função do número de Richardson, assim como a evolução temporal deste, para diferentes valores do vento médio, assumido constante (Figura 1).

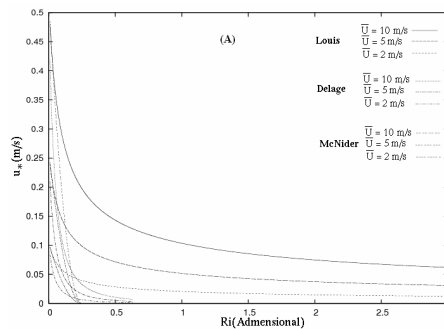


Figura 1(A). Gráfico de u_* Versus Ri para diferentes valores do vento médio.

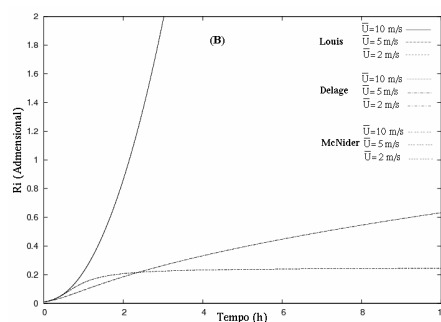


Figura 1(B). Gráfico da evolução temporal do número de Richardson para diferentes valores do vento médio.

4. Conclusões

As evoluções temporais do número de Richardson se mostraram fortemente dependentes da formulação de turbulência escolhida. No caso de Louis (1979), no qual a camada limite se mantém turbulenta, mesmo em condições muito estáveis, se observou apenas um crescimento exponencial de Ri . A parametrização de McNider et al. (1995), que prevê a extinção da turbulência quando Ri excede seu valor crítico, mostrou uma estabilização nessa condição, enquanto que a formulação de Delage (1987) levou a um resultado intermediário. Esse resultado mostra a grande dependência que o estado da camada limite estável tem em relação à formulação de turbulência escolhida.

Para o futuro, pretende-se ampliar este estudo, considerando os termos desprezados em (4) e, usando uma equação prognostica para a velocidade do vento.

5. Referências bibliográficas

ACEVEDO, O. C. and FITZJARRALD, D. R. *The Early Evening Surface Layer Transition: Temporal and Spatial Variability*. Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 58, p. 2650-2667, 2001.

ACEVEDO, O. C. and FITZJARRALD, D. R. *In Core Night – Effect of Intermittent Mixing on a Horizontally Heterogeneous Surface*. Boundary Layer Meteorology, vol. 106, p. 1-33, 2003.

McNIDER, R., ENGLAND, D. E., FRIEDMAN, M. J., SHI, X.. *Predictability of the Stable Atmospheric Boundary Layer*. Journal of the Atmospheric Sciences, Vol 52, nº 10, p.1602-1614. 1994

POULOS, G. S., BURNS, S. P. *An Evaluation of Bulk Ri -Based Surface Layer Flux Formulas for Stable and Very Stable Conditions With Intermittent Turbulence*, Journal of the Atmospheric Sciences, vol. 60, p. 2523-2537, 2003.