

Lívia Souza Freire

***Teorias de Camada Limite Atmosférica: modelo de
crescimento, fluxo de entranhamento e análise
espectral***

Curitiba

Abril de 2012

Lívia Souza Freire

Teorias de Camada Limite Atmosférica: modelo de crescimento, fluxo de entranhamento e análise espectral

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Métodos Numéricos em Engenharia como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de mestre.

Orientador:
Nelson Luís da Costa Dias

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARANÁ

Curitiba
Abril de 2012

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARANÁ

Livia Souza Freire

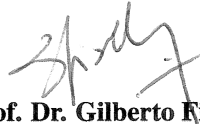
Teorias de Camada Limite Atmosférica: modelo de crescimento, fluxo de entranhamento e análise espectral

Dissertação de mestrado aprovada em 25 de abril de 2012, em Curitiba/PR, pela banca examinadora constituída pelos doutores:



Prof. Dr. Nelson Luís da Costa Dias

Universidade Federal do Paraná



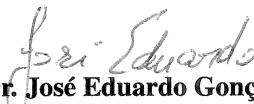
Prof. Dr. Gilberto Fisch

Instituto de Aeronáutica e Espaço



Prof.ª Dr.ª Cynara de Lourdes da Nóbrega Cunha

Universidade Federal do Paraná



Dr. José Eduardo Gonçalves

Instituto Tecnológico SIMEPAR

Turbulência é o último grande problema
não resolvido da física clássica

Arnold Sommerfeld (*1868 †1951)

Albert Einstein (*1879 †1955)

Richard Feynman (*1918 †1988)

físicos teóricos

Am I a part of the cure? Or am I part of
the disease?

Coldplay em "Clocks"

Agradecimentos

Em primeiro lugar gostaria de agradecer aos meus pais, Edson e Dolores, e ao meu marido André pelo apoio incondicional e incentivo aos meus estudos, pois são os responsáveis por eu estar aqui e são a razão de eu seguir em frente.

Gostaria de agradecer também as minhas amigas e colegas de mestrado Liége e Ana Paula, que me acompanharam nessa difícil jornada me ajudando e tornando os dias muito mais divertidos. Aos meus amigos que estiveram ao meu lado mesmo de fora, Roberta, Munir, Victor e Fernando, um agradecimento especial pelos momentos de descontração e companherismo.

Gostaria de agradecer ao Dr. Gilberto Fisch, à professora Dra. Cynara Cunha e ao Dr. José Eduardo Gonçalves pela disponibilidade e colaboração. É uma honra ser avaliada por profissionais que tanto respeito e admiro.

Por fim, gostaria de agradecer especialmente ao meu orientador Nelson Dias, pois quando decidi fazer mestrado eu o escolhi como orientador antes mesmo de escolher o tema a ser estudado. E não poderia ter sido melhor: aprendi muito sobre um assunto fascinante pelo qual me apaixonei, o que tornou esses últimos dois anos tão prazerosos que mal me lembro do trabalho que deu chegar até aqui. Além de todo o conhecimento na linha de pesquisa estudada, o professor também foi responsável por muitos aprendizados em outras áreas, além de valiosos conselhos pessoais e profissionais. Por sua causa, continuarei minha vida acadêmica na área de micrometeorologia.

Sumário

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Resumo

Abstract

1	Introdução	p. 11
2	Fundamentos teóricos e revisão bibliográfica	p. 14
2.1	Temperatura potencial e temperatura virtual	p. 14
2.2	A Camada Limite Atmosférica	p. 15
2.3	Turbulência	p. 17
2.3.1	Separação de Reynolds	p. 17
2.3.2	Equações de balanço e os fluxos turbulentos	p. 18
2.3.3	Teoria de similaridade e o parâmetro de estabilidade	p. 20
2.3.4	Análise espectral da turbulência	p. 22
2.3.5	A escala de Kolmogorov	p. 23
2.4	Crescimento da Camada Limite Convectiva	p. 25
2.4.1	Subsidência	p. 33
2.5	Estimativa do perfil médio de escalares na CLC	p. 34
2.5.1	Difusão <i>Bottom-up</i>	p. 34
2.5.2	Difusão <i>Top-down</i>	p. 35
2.5.3	A hipótese de superposição e o resultado obtido	p. 35

3	Dados utilizados	p. 37
3.1	Dados de Tijucas do Sul/PR	p. 37
3.2	Dados do experimento FIFE	p. 38
3.3	Considerações gerais sobre os dados	p. 39
4	Resultados	p. 43
4.1	Estimativas de fluxo de entranhamento de calor sensível	p. 43
4.1.1	Estimativas de fluxo de entranhamento de calor sensível em Tijucas do Sul/PR	p. 44
4.1.2	Estimativas de fluxo de entranhamento de calor sensível no experimento FIFE	p. 46
4.2	Modelo de crescimento da camada limite convectiva	p. 53
4.2.1	Modelo de crescimento da CLC em Tijucas do Sul/PR	p. 53
4.2.2	Modelo de crescimento da CLC com os dados do experimento FIFE	p. 56
4.3	Análise Espectral de Dados de Tijucas do Sul/PR	p. 58
5	Conclusões e Recomendações	p. 64
	Referências Bibliográficas	p. 67

Lista de Figuras

2.1	Perfil médio de temperatura potencial na Camada Limite Convectiva.	p. 16
2.2	Perfis simplificados de temperatura potencial virtual e fluxo superficial de calor para o modelo salto de ordem zero.	p. 26
2.3	Comportamento do salto de temperatura potencial $\Delta\bar{\theta}_v$, com o crescimento da CLC e aquecimento da CM.	p. 27
3.1	Perfil de temperatura potencial observado às 10:45h do dia 04/06/2009 em Tijucas do Sul/PR (hora local), pela subida e descida do VANT	p. 38
4.1	Exemplos de perfis de um escalar obtidos pela Eq. (4.2) para $z_i = 500$ m, $w_* = 1,2 \text{ ms}^{-1}$, $\overline{w'\theta'_v} _0 = 0,10 \text{ ms}^{-1}\text{K}$, $\bar{\theta}_{vc} = 300 \text{ K}$ e $R = 0$, $R = 0,5$ e $R = -0,5$	p. 44
4.2	Eq. (4.2) ajustada para o perfil obtido na subida do voo de 14/07/2009 às 12h (hora local).	p. 45
4.3	Regressão da Eq. (4.3): linha sólida, esse estudo; linha tracejada, resultado obtido por Kustas e Brutsaert (1987b). O círculo aberto é o resultado de um voo do final da tarde em 14/07/2009 que não foi usado na regressão.	p. 46
4.4	Dados médios de temperatura (linha contínua preta) e pressão (linha tracejada azul) para os dias de 1987 com radiossondas do experimento FIFE. Os pontos (vermelhos para temperatura e verdes para pressão) são referentes aos dias em que foi observada uma camada residual diurna.	p. 47
4.5	Perfis de temperatura potencial virtual obtidos nos dias 9 (a) e 10 (b) de agosto de 1987 por radiossondagem (hora local).	p. 48
4.6	Evolução do parâmetro R ao longo das horas do dia. A linha preta contínua apresenta a regressão linear dos dados em função da hora local, e as linhas tracejadas representam $R = 0$ e $R = -1$	p. 50
4.7	Perfis de temperatura potencial virtual obtidos no dia 31 de maio de 1987 com o ajuste da Eq. (4.2), para as 0811h (a), 1107h (b) e 1533h(c).	p. 52

4.8	Modelo de crescimento da CLC (Eq. (2.62)) com $A = 0,2$, $B = 2,5$ (linha sólida) e valores observados (quadrados): (a), 04/06/2009; (b), 14/07/2009; (c), 11/08/2009, A linha tracejada em (a) mostra o modelo com A calibrado para o dia.	p. 54
4.9	Fluxo de calor sensível na superfície observado pela estação meteorológica de Tijucas do Sul/PR nos dias 04/06/2009, 14/07/2009 e 11/08/2009	p. 55
4.10	Perfis de temperatura virtual potencial obtidos no dia 5 de junho de 1987, com a camada residual em linha contínua preta (a), e resultado do modelo de crescimento com 1 e 2 gradientes γ_θ 's para o mesmo dia (b).	p. 57
4.11	Temperatura virtual potencial na camada misturada: (a) dados brutos e filtro de passa-baixa; (b) flutuações (filtro de passa-alta); (c) flutuações após o <i>tapering</i> , para o voo de 14/07/2009 as 15:30h.	p. 60
4.12	Espectro da temperatura virtual potencial, 14/07/2009 às 1530: (a) sem o <i>tapering</i> (coeficiente linear = $4,47 \times 10^{-4}$) e (b) com <i>tapering</i> (coeficiente linear = $5,05 \times 10^{-5}$)	p. 61
4.13	Espectro horizontal de temperatura virtual potencial medido em 20/04/2011 às 10:00h.	p. 62
4.14	A função da taxa "diagonal" de dissipação normalizada $\bar{\Psi}_\theta(-z_i/L)$	p. 63

Lista de Tabelas

2.1	Resultados obtidos por Culf (1992) na comparação entre z_i observado e estimado pela Eq. (2.62)	p. 31
2.2	Valores de A e B para a Eq. (2.62) encontrados na literatura	p. 32
2.3	Resultados obtidos por Beyrich (1995) na comparação entre z_i observado e estimado pela Eq. (2.62)	p. 33
3.1	Data e hora de cada informação de altura da camada limite utilizada nos dados de Tijucas do Sul/PR.	p. 38
3.2	Radiossondas do experimento FIFE utilizadas	p. 41
3.3	Estações de monitoramento de fluxo superficial de calor no experimento FIFE.	p. 42
4.1	Estimativas dos parâmetros A e B da Eq. (2.62).	p. 45
4.2	Fluxos de entranhamento e parâmetros para os três tipos de resultados obtidos nos dados do FIFE, para os dias sem camada residual	p. 49
4.3	Fluxos de entranhamento e parâmetros para os três tipos de resultados obtidos nos dados do FIFE, para os dias com camada residual	p. 49
4.4	Erros obtidos pelo modelo de crescimento no experimento de Tijucas do Sul/PR	p. 56
4.5	Erros obtidos pelo modelo de crescimento da CLC (Eq. (2.62)) nos dias com camada residual	p. 58
4.6	Erros obtidos pelo modelo de crescimento da CLC (Eq. (2.62)) nos dias com camada residual e sem camada residual	p. 58

Resumo

O presente estudo visou avaliar algumas teorias de camada limite atmosférica (CLA) em dois conjuntos distintos de dados: um medido por um veículo aéreo não-tripulado (VANT) em Tijucas do Sul/PR e outro medido por radiossondas no experimento FIFE, no estado do Kansas/EUA. Foram utilizados os perfis verticais de temperatura virtual potencial e os fluxos superficiais de calor obtidos nos dois experimentos para avaliar o crescimento da CLA, o fluxo de entranhamento de calor no seu topo e os espectros de temperatura potencial ao longo da CLA. Foi desenvolvida uma nova técnica de estimativa do fluxo de entranhamento de calor que ajusta a equação do perfil vertical de concentração média de um escalar na CLA, proposto por Wyngaard e Brost (1984), aos perfis medidos, e assim obtém-se o fluxo de entranhamento para aquele perfil. Foi observado também o modelo de crescimento da CLA salto de ordem zero, que utiliza dados de superfície (fluxo de calor e velocidade de atrito do vento) e o gradiente vertical de temperatura potencial acima da inversão para estimar a altura da CLA diurna. Os dados estimados foram comparados com os observados para os dois conjuntos de dados utilizados, obtendo-se resultados satisfatórios. Além disso, para os dados do experimento FIFE foi observada a presença de uma camada residual no início de alguns dos dias avaliados, e a consideração de sua presença no modelo de crescimento da CLA através do seu gradiente de temperatura potencial foi proposta, obtendo-se resultados satisfatórios e similares aos obtidos em dias sem a camada residual. Por fim, foram observados os espectros de temperatura potencial obtidos nos perfis verticais de Tijucas do Sul/PR, que apresentaram um comportamento similar à faixa inercial proposta por Kolmogorov, um indício de que pode ser estimada uma taxa de dissipação de energia média para a CLA, e foi proposta uma equação de similaridade entre uma função adimensional da taxa de dissipação e $-z_i/L$ (altura da CLA e comprimento de Obukhov). Os resultados obtidos nesse trabalho permitiram validar o uso de VANT em medições da CLA, a consideração da camada residual no modelo de crescimento da CLA e uma nova estimativa de fluxos de entranhamento de calor a partir de perfis verticais de temperatura potencial e dados de superfície.

Abstract

In this work, we assess some theories about the atmospheric boundary layer (ABL) using two data sets: the first was measured by an unmanned aerial vehicle (UAV) flying from an experimental site at Tijucas do Sul, PR, Brazil, and the second consists mainly of radiosoundings from the FIFE experiment in Kansas, USA. In both cases, besides virtual potential temperature profiles of the ABL, surface virtual sensible heat fluxes were available. This allowed the experimental determination of ABL growth rates, as well as the application of ABL growth models. With the relatively high-frequency UAV data it was also possible to measure temperature spectra. A new technique to estimate the entrainment flux at the top of the ABL was developed based on the mean scalar profiles that result from Wyngaard e Brost (1984)'s top-down, bottom-up theory. A simple zeroth-order model for the ABL growth was applied, whose input data include surface virtual sensible heat fluxes and the lapse rate above the virtual temperature inversion, with satisfactory results for both datasets. A simple but effective change was proposed for the growth model by adopting a variable lapse rate over the inversion, which improved the results significantly. In particular, the growth of the mixed layer in the presence of a residual layer is much better modeled. Finally, the temperature spectra measured by the UAV showed a distinctive inertial subrange in agreement with the classical theories. This allowed the estimate of a dissipation function involving the mean TKE (turbulence kinetic energy) and temperature variance dissipation rates that, once normalized by the convective velocity and temperature scales, obeys z_i/L scaling. The results thus obtained give support to the use of UAVs as measuring tools in the ABL.

1 Introdução

Desde a Revolução Industrial, em meados do século XVIII, as características da atmosfera e o problema da poluição vem se tornando objeto de pesquisa das mais diversas áreas da ciência. A Camada Limite Atmosférica (CLA), parte mais relevante da atmosfera em se tratando desse tema, pode ser definida como a região que é diretamente afetada pela superfície terrestre, com uma altura característica da ordem de 1km. O conceito de camada limite em si surgiu dentro da mecânica dos fluidos, possivelmente no final do século XIX, quando o engenheiro inglês William Froude desenvolveu experimentos em laboratório para estudar a resistência de água em contato com um meio sólido. Na atmosfera, Prandtl foi o pioneiro em estudar o conceito dentro de suas pesquisas em aerodinâmica, no início do século XX (Garratt, 1992, p.1). Desde então, muitas teorias foram consolidadas, como a teoria de similaridade de Monin-Obukhov e a teoria de Kolmogorov de 1941, e muitos experimentos foram realizados para dar apoio ao grande desenvolvimento nessa área do conhecimento.

Para os modelos de dispersão atmosférica, a obtenção da altura da CLA é um fator de grande importância, já que determina o volume disponível para a diluição do poluente, fator limitante da sua concentração final. Entretanto, a altura e as características dessa camada ao longo do dia e do ano variam muito, podendo ir desde situações em que o ar não se mistura muito, mantendo os poluentes concentrados perto da fonte, até uma camada de ar muito misturada com mais de 2 km de altura. Além da radiação solar e do vento, existem diversos fatores físicos que podem interferir no comportamento da CLA, o que torna seu estudo ainda mais complexo. O objetivo do presente estudo foi investigar algumas características da CLA através da exploração dos seus conceitos físicos, de dados medidos e dos modelos matemáticos já desenvolvidos para melhor compreensão e estimativa de seus parâmetros.

A camada limite convectiva, parte diurna da camada limite atmosférica, apresenta uma turbulência intensa devido às forças de empuxo geradas pelo aquecimento da superfície da Terra (Fedorovich et al. 2004). Ela pode ser dividida em três camadas: a camada superficial, onde o cisalhamento do vento com a superfície exerce a maior influência, a camada misturada, onde a concentração de escalares se encontra aproximadamente constante, e a zona de entranhamento, região de transição entre a camada limite e a atmosfera livre, onde a turbulência deixa de ser

significativa.

Durante a noite, uma camada limite estável se forma devido ao resfriamento radiativo da superfície terrestre. Como se forma de baixo para cima, muitas vezes essa estabilidade não alcança toda a camada limite, e uma porção da atmosfera com características diurnas, conhecida como camada residual, mantém-se presa entre a atmosfera livre e a superfície estável, até o seu colapso com a nova camada limite convectiva do dia seguinte (Fochesatto et al. 2001).

A zona de entranhamento, por variar muito ao longo do dia, apresenta maior dificuldade na medição de suas características, e conseqüentemente sua parametrização em modelos de crescimento da CLA é mais primitiva que as relacionadas com a camada superficial (Davis et al. 1997). O modelo de crescimento da CLA mais comumente utilizado define o fluxo de entranhamento de calor como sendo constante em relação ao fluxo superficial, a uma taxa de $-0,2$ (o sinal negativo indica que o fluxo de entranhamento se dá de cima para baixo, o inverso do fluxo superficial). Alguns modelos mais complexos ainda apresentam uma parametrização em função do cisalhamento do vento com a superfície (Batchvarova e Gryning 1990), modelos que serão estudados nesse trabalho.

Estimativas do fluxo de entranhamento de calor podem ser feitas com dados medidos, a partir de análises de balanço de massa e energia, mas normalmente necessitam de uma grande quantidade de informação. Dados de radiossonda foram utilizados com esse propósito em trabalhos anteriores (Kustas e Brutsaert (1987b), Betts e Ball (1994)), e essa é uma fonte importante de informação que pode melhorar os modelos de previsão da altura da camada limite atmosférica. Nesse estudo, foi desenvolvida uma nova maneira de prever o fluxo de entranhamento de calor, a partir de fluxos superficiais e de uma medição do perfil vertical de temperatura. Esse método utiliza o perfil médio vertical de escalares na CLA obtido por Wyngaard e Brost (1984).

Outros aspectos que envolvem o crescimento da camada limite atmosférica diurna, como a subsidência e a presença de uma camada residual nas primeiras horas do dia, também foram investigados nesse estudo. Esses fenômenos são de grande relevância na obtenção da altura da CLA, visto que podem diminuir ou aumentar seu valor em algumas centenas de metros. Nesse trabalho foram avaliados dois conjuntos distintos de dados: os dados medidos por um veículo aéreo não-tripulado (VANT) em Tijucas do Sul/PR pelo Laboratório de Estudos em Monitoramento e Modelagem Ambiental da UFPR, e os dados de radiossonda medidos no experimento FIFE em 1987 e 1989 no estado do Kansas/EUA. O primeiro conjunto de dados permitiu ainda uma análise espectral de dados de temperatura, visto que foram medidos a uma frequência de 1 Hz, e todos os dados permitiram uma análise detalhada do crescimento da CLA.

O objetivo do uso dos dados de VANT foi validar a sua técnica de medição, por se tratar de uma técnica nova que ainda não tinha sido utilizada com a finalidade de exploração da CLA. Já

os dados de radiossonda obtidos no experimento FIFE permitiram o desenvolvimento de novas abordagens, por se tratar de uma série grande de dados e que foi amplamente utilizada e avaliada em outros estudos.

Na próxima seção são brevemente apresentados os fundamentos teóricos necessários para a compreensão dos assuntos abordados, bem como uma revisão bibliográfica sobre o tema. Na seção 3 são descritos os conjuntos de dados utilizados. Na seção 4 são apresentados os resultados obtidos nesse estudo, separados por temas (estimativa do fluxo de entranhamento de calor, modelo de crescimento da CLA, e análise espectral de temperatura) e pelos conjuntos de dados analisados (Tijucas do Sul/PR e FIFE). Por fim, são apresentadas as conclusões e recomendações do trabalho.

2 *Fundamentos teóricos e revisão bibliográfica*

2.1 Temperatura potencial e temperatura virtual

A temperatura potencial θ é a temperatura que o ar teria se fosse trazido adiabaticamente até uma pressão padrão p_0 , ou seja, é o valor da temperatura T descontando o efeito que a pressão exerce sobre ela, para que possam ser comparadas temperaturas em pressões diferentes. Isto é importante porque a estabilidade de uma parcela está relacionada com a temperatura do ambiente em que ela se encontra. Por exemplo: se uma parcela de ar seco na superfície se desloca para cima, ela continuará subindo por efeito de empuxo enquanto sua temperatura for maior que a do meio em sua volta (condição instável), já que sua densidade é menor, e vai parar de subir quando sua temperatura passar a ser menor que a do meio em sua volta (condição estável). Entretanto, esta mesma parcela ao subir, se não houver troca de calor com o meio (condição adiabática), diminui sua temperatura apenas pelo efeito de diminuição da pressão atmosférica. Portanto, ao avaliarmos um perfil de temperatura termodinâmica (T), ela tende a diminuir com o aumento da altura simplesmente pelo fato de estar diminuindo a pressão, mesmo em condições estáveis em que uma parcela da superfície não consegue subir por estar mais densa que o ar logo acima dela. Mas se avaliarmos o mesmo perfil para a temperatura potencial (θ) é possível distinguir diretamente se uma camada da atmosfera está instável ou estável, pois em condições estáveis a temperatura potencial aumenta com a altura, demonstrando diretamente que a densidade do ar está diminuindo.

A temperatura virtual T_v , por outro lado, é a temperatura que o ar seco teria para manter a mesma densidade e pressão do ar úmido analisado. É uma importante aproximação para que sejam desconsideradas as variações na umidade nas comparações entre as parcelas de ar, sem prejudicar o valor real de pressão e densidade, que são as variáveis que determinam a dinâmica entre as parcelas.

Para analisar a estabilidade atmosférica, é conveniente considerar o ar como seco, o que nos leva à definição de uma temperatura potencial virtual ou temperatura virtual potencial, depen-

do da ordem em que as alterações são feitas.

O cálculo para as duas novas variáveis é

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R_d(1-0,23q)/c_{pd}}, \quad (2.1)$$

$$\theta_v = (1 + 0,61q)\theta, \quad (2.2)$$

para temperatura potencial virtual ou

$$T_v = (1 + 0,61q)T, \quad (2.3)$$

$$\theta_v = T_v \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R_d/c_{pd}}, \quad (2.4)$$

para temperatura virtual potencial, onde q é a umidade específica, definida como a massa de vapor d'água por unidade de massa de ar úmido, $R_d = 287,04 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ é constante dos gases para o ar seco e $c_{pd} = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ é o calor específico à pressão constante para o ar seco. Os resultados obtidos, apesar de não serem os mesmos, são bem próximos (Brutsaert, 1982, p.45).

Nesse trabalho, foi utilizada a temperatura virtual potencial (Eq. (2.4)) com p_0 correspondente à pressão na superfície na hora da medição.

2.2 A Camada Limite Atmosférica

A Camada Limite Atmosférica (CLA) pode ser definida como a região da atmosfera que é diretamente afetada pelas propriedades da superfície terrestre (fricção, aquecimento e resfriamento), que geram turbulência e podem assim manter essa região misturada até uma certa altura, onde há uma inversão térmica que limita a troca de ar (Garratt, 1992, p.1).

A Camada Limite Convectiva (CLC), parte diurna da camada limite atmosférica, apresenta uma turbulência mais forte devido às forças de empuxo geradas pelo aquecimento da superfície da Terra (Fedorovich et al., 2004). Ela pode ser dividida em três camadas: a Camada Superficial (CS), onde o cisalhamento com a superfície exerce a maior influência, a Camada Misturada (CM), onde a concentração de escalares é aproximadamente constante, e a Região de Entranhamento (RE), região de transição entre a CLA e a Atmosfera Livre (AL) (Kaimal et al., 1976). A atmosfera livre é a região acima da CLA onde a turbulência deixa de ser significativa, e existe um processo de entrada de ar não turbulento da AL para a CLA conhecido como entranhamento, que gera um fluxo de calor para baixo e de umidade para cima, já que o ar na AL é mais seco e quente na CLA. A Figura 2.1 mostra um exemplo teórico de perfil médio de temperatura potencial numa CLC, com as suas respectivas camadas.

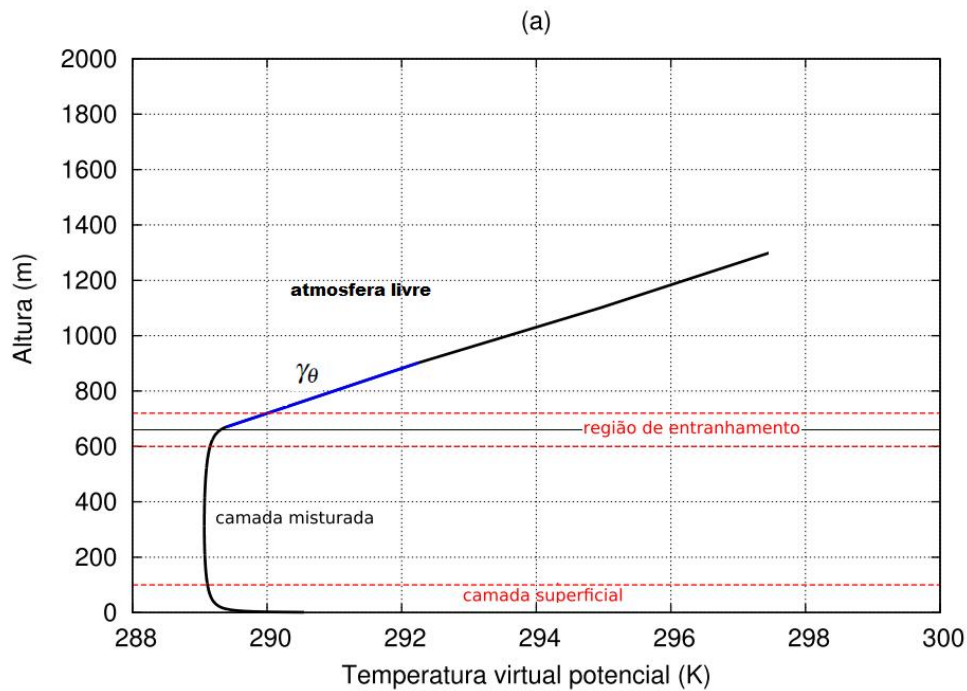


Figura 2.1: Perfil médio de temperatura potencial na Camada Limite Convectiva.

Durante a noite ou em invernos rigorosos, uma Camada Limite Estável (CLE) se forma devido ao resfriamento radiativo da superfície terrestre, caracterizada por um perfil estável de temperatura potencial. Nessa situação, a estratificação térmica suprime a turbulência, o que faz com que a altura da CLA em condições estáveis seja bem menor e menos difusiva que a CLC (Garratt, 1992, p.3), sendo o seu desenvolvimento causado principalmente pela turbulência mecânica (cisalhamento do vento com a superfície) (Wyngaard, 2010, p.203). Ela apresenta uma camada superficial com as mesmas propriedades da camada superficial da CLC, e uma camada conhecida como camada de Ekman, em que a força de Coriolis, que representa a rotação da Terra, é importante.

Como a CLE se forma de baixo para cima, muitas vezes essa estabilidade não é capaz de destruir totalmente a turbulência gerada durante o dia, e uma porção da atmosfera conhecida como Camada Residual (CR) mantém-se presa entre a atmosfera livre e a superfície estável, geralmente preservando as características (concentrações médias das variáveis) do dia anterior, até o seu colapso com a nova CLC do dia seguinte (Fochesatto et al., 2001). Esse evento geralmente está associado a condições sinóticas de alta pressão, e por isso costuma ocorrer junto com o efeito de subsidência, além de ser característico de céu claro e ventos horizontais fracos (Yi et al., 2001).

2.3 Turbulência

Fisicamente, um escoamento turbulento é definido como um escoamento rotacional em que o número de Reynolds, $R_e = UL/\nu$, é muito grande, sendo U e L as escalas de velocidade e comprimento do escoamento, e ν a viscosidade cinemática do fluido. Como as equações físicas que regem seu comportamento são não-lineares, as soluções turbulentas não podem ser obtidas analiticamente, a não ser que sejam feitas muitas simplificações.

Uma característica da turbulência é a dissipação viscosa, que é a conversão de energia cinética em energia interna pelas forças viscosas. Sem essa característica, a energia cinética poderia crescer sem limite, o que não é físico (Wyngaard, 2010, p.15). Outra característica da turbulência é o fato de ser aleatória, uma consequência direta do fato de ser um fenômeno caótico, pois a cada realização de um experimento, por mais próximo que ele seja dos anteriores, o resultado é diferente. Isto requer um tratamento estatístico da turbulência.

A turbulência é homogênea quando suas propriedades estatísticas não variam no espaço; ela é estacionária quando suas propriedades não variam no tempo, e é isotrópica quando suas propriedades são iguais em todas as direções do espaço. Segundo Garratt (1992, p.17), a turbulência na camada limite atmosférica é aproximadamente homogênea na horizontal, e é localmente isotrópica em escalas suficientemente pequenas, tais que os efeitos gerados pela superfície da atmosfera são desprezíveis. A mistura do fluido pela turbulência se dá através de vórtices, e o tamanho típico dos vórtices de turbulência na atmosfera varia de 10^{-3} a 10^3 m.

2.3.1 Separação de Reynolds

Devido a sua característica aleatória, podemos estudar o fenômeno da turbulência a partir de um conjunto de amostras iguais, e realizar o que chamamos de separação de Reynolds

$$a(\vec{x}, t) = \bar{a}(\vec{x}, t) + a'(\vec{x}, t), \quad (2.5)$$

segundo a qual uma variável aleatória a pode ser separada em um valor médio \bar{a} e uma flutuação a' . Seguem-se os postulados de Reynolds, que regem as operações de média probabilística:

$$\overline{a + b} = \bar{a} + \bar{b}, \quad (2.6)$$

$$\overline{\bar{a}} = \bar{a}, \quad (2.7)$$

$$\overline{a'} = 0, \quad (2.8)$$

$$\overline{\frac{\partial a}{\partial x_i}} = \frac{\partial \bar{a}}{\partial x_i}. \quad (2.9)$$

A partir desses postulados, temos que:

$$\begin{aligned}
\overline{ab} &= \overline{(\bar{a} + a')(\bar{b} + b')} \\
&= \overline{\bar{a}\bar{b} + \bar{a}b' + a'\bar{b} + a'b'} \\
&= \overline{\bar{a}\bar{b}} + \overline{\bar{a}b'} + \overline{a'\bar{b}} + \overline{a'b'} \\
&= \bar{a}\bar{b} + \bar{a}\bar{b}' + \bar{a}'\bar{b} + \bar{a}'\bar{b}' \\
&= \bar{a}\bar{b} + \bar{a}'\bar{b}'.
\end{aligned} \tag{2.10}$$

É importante pontuar que médias amostrais, como médias móveis ou médias de bloco, não são necessariamente iguais às médias probabilísticas. Na prática, utilizamos em micrometeorologia os postulados de Reynolds em deduções teóricas, e a partir da hipótese ergódica (de que o sistema é homogêneo e estacionário) substituímos as médias probabilísticas por médias amostrais dos experimentos realizados, como uma forma de aproximação (Nelson Dias, notas de aula da disciplina “Micrometeorologia e Poluição do Ar”).

2.3.2 Equações de balanço e os fluxos turbulentos

O ponto de partida para os estudos de turbulência na atmosfera são as equações de balanço: as equações de conservação da quantidade de movimento, de conservação de massa (equação da continuidade), e de conservação de entalpia. As principais aproximações utilizadas são:

- a viscosidade dinâmica $\mu = \rho\nu$ e a condutividade térmica molecular k_T são constantes;
- o calor gerado pelas tensões viscosas é desprezível;
- o escoamento é incompressível;
- as flutuações das variáveis turbulentas são muito menores que seus valores médios.
- o escoamento é ergódico.

Essa última aproximação nos diz que a média temporal ou espacial é igual a média amostral, o que é verdade se o escoamento for homogêneo e estacionário.

Com essas aproximações, as equações de balanço ficam:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0, \tag{2.11}$$

para a conservação de massa de um fluido incompressível,

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} - g\delta_{i3} - 2\Omega\varepsilon_{ijk}\eta_j u_k + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}, \tag{2.12}$$

para a equação de balanço de quantidade de movimento, sendo g a aceleração da gravidade, Ω a velocidade angular de rotação da Terra e $\vec{\eta} = (0, \cos \phi, \sin \phi)$ onde ϕ é a latitude. O segundo termo do lado esquerdo da equação também pode ser escrito como:

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} - u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_j}. \quad (2.13)$$

Como, pela equação da continuidade, o segundo termo do lado direito é zero, a equação de balanço de quantidade de movimento pode ser reescrita como

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} - g \delta_{i3} - 2\Omega \varepsilon_{ijk} \eta_j u_k + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (2.14)$$

Para a conservação de entalpia, temos que

$$\frac{\partial \theta_v}{\partial t} + u_j \frac{\partial \theta_v}{\partial x_j} = \alpha \frac{\partial^2 \theta_v}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (2.15)$$

desprezando os efeitos de radiação, mudança de fase e efeitos viscosos, e ainda considerando o calor específico a pressão constante c_p para o ar como constante. Nessa equação, $\alpha = k/\rho c_p$, onde k é a condutividade térmica do fluido.

Aplicando a separação de Reynolds às equações 2.14 e 2.15, e fazendo a média amostral, temos que, para a equação da continuidade,

$$\overline{\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_j}} = 0, \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}'_j}{\partial x_j} = 0. \quad (2.17)$$

Por definição, $\bar{u}'_j = 0$, donde

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0, \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial u'_j}{\partial x_j} = 0. \quad (2.19)$$

Para a equação de quantidade de movimento, é importante levar em consideração a aproximação de Boussinesq, que separa a pressão e a densidade em valores de referência ρ_r e p_r e em variações em relação a essa referência, ρ_v e p_v . Dessa forma, considerando a aproximação da hidrostática,

$$\frac{\partial p_r}{\partial x_i} + \rho_r g \delta_{i3} = 0, \quad (2.20)$$

a equação de balanço de quantidade de movimento fica

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_r} \frac{\partial p_v}{\partial x_i} - \frac{\rho_v}{\rho_r} g \delta_{i3} - 2\Omega \varepsilon_{ijk} \eta_j u_k + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (2.21)$$

em que os termos com ρ_v foram desprezados, por este ser considerado muito menor que ρ_r , exceto no termo de empuxo $\rho_v g \delta_{i3}$. Agora, ao fazer a média após a separação de Reynolds, todos os termos de médias de flutuação desaparecerão, resultando apenas as flutuações em termos não lineares

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_r} \frac{\partial \bar{p}_v}{\partial x_i} - \frac{\bar{\rho}_v}{\rho_r} g \delta_{i3} - 2\Omega \varepsilon_{ijk} \eta_j \bar{u}_k + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (2.22)$$

O mesmo acontece com a equação de conservação de entalpia,

$$\frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{\theta}_v}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_j \theta'_v}}{\partial x_j} = \alpha \frac{\partial^2 \bar{\theta}_v}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (2.23)$$

(Nelson Dias, notas de aula da disciplina “Teoria das Camadas Limites”)

Essas equações de balanço das variáveis médias na atmosfera apresentam um novo termo, desconhecido, que envolve a correlação das flutuações de uma variável c (velocidade ou temperatura potencial) com as velocidades ($\overline{c' u'_j}$). Esse termo dá origem aos fluxos turbulentos de quantidade de movimento τ e de calor sensível virtual H_v

$$\tau = -\rho \overline{u' w'} = \rho K_M \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, \quad (2.24)$$

$$H_v = \rho c_p \overline{\theta'_v w'} = \rho c_p K_H \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z}, \quad (2.25)$$

377769873 relacionados com o gradiente das variáveis médias pelas difusividades turbulentas K_M e K_H , em analogia às equações constitutivas para os fluxos moleculares em que fluxo de uma variável é proporcional ao seu gradiente em relação a uma distância x . Num escoamento com um determinado gradiente de velocidade média ou de temperatura próximo à parede, o fluxo turbulento é muito maior que o fluxo molecular, e isso é compensado pela difusividade. Isso tem consequências significativas para a dispersão de poluentes na atmosfera, por apresentar situações altamente turbulentas.

Uma consideração importante é que a difusividade turbulenta é uma característica do escoamento, enquanto que a difusividade molecular é uma característica do fluido e do constituinte que está sofrendo difusão (Wyngaard, 2010, p.48).

2.3.3 Teoria de similaridade e o parâmetro de estabilidade

Dois fluidos que possuam diferentes escalas de comprimento, velocidade de escoamento ou outras propriedades como temperatura ou densidade, podem ser considerados como dinâmica-

mente similares. Se dois fluidos são dinamicamente similares, é possível obter informações de um a partir de dados de outro. A similaridade entre fluidos é expressa a partir de variáveis adimensionais, que são formadas a partir das escalas representativas dos fluidos (comprimento, velocidade, temperatura, etc.) Uma teoria de similaridade usa a análise dimensional (análise das equações diferenciais que governam o problema ou o teorema dos π de Buckingham) para expressar a relação entre diferentes quantidades, e revelar novas leis (Kundu e Cohen, 2004). A teoria de similaridade de Monin-Obukhov se refere à camada superficial da atmosfera, em situações não neutras, ou seja, condições instáveis e estáveis.

Na camada superficial, no estudo de turbulência, uma escala de comprimento relevante é a altura z , e uma escala de velocidade importante é velocidade de atrito

$$u_* = -(\overline{u'w'}|_0)^{1/2}, \quad (2.26)$$

onde u' é a flutuação da velocidade horizontal ($v = 0$) e w' é a flutuação da velocidade vertical. Já para a temperatura adota-se a escala

$$\theta_{v*} = \frac{-\overline{w'\theta'_v}|_0}{u_*}. \quad (2.27)$$

Como dito anteriormente, a intensidade da turbulência na camada limite dependerá da velocidade de atrito do vento com a superfície e da produção de energia cinética da turbulência (ECT) por empuxo. Foi definida então uma altura adimensional $\zeta = z/L$, tal que L é o comprimento de estabilidade de Obukhov definido como

$$L = \frac{\overline{\theta}_{va} u_*^2}{\kappa g \theta_{v*}}, \quad (2.28)$$

onde $\overline{\theta}_{va}$ é a temperatura virtual potencial média na superfície. O parâmetro ζ representa a estabilidade térmica da camada, definido da seguinte forma:

- $\zeta \rightarrow 0$ quando empuxo é zero, e há uma condição neutra ou de convecção forçada;
- $\zeta \rightarrow -\infty$ quando a produção por atrito é baixa, mas a produção por empuxo é alta, se aproximando da condição de convecção livre;
- $\zeta \geq 0$ quando há cisalhamento, mas o gradiente de temperatura potencial é positivo, gerando uma força que diminui a turbulência. Após um ponto crítico, o escoamento passa a ser laminar.

Segundo a teoria de similaridade de Monin-Obukhov, os gradientes de velocidade média do vento, temperatura potencial média e de outras variáveis da camada superficial, quando normalizados pelas escalas z e u_* , são funções universais de ζ . Já o comprimento L representa aproxi-

madamente a altura que os efeitos de empuxo se tornam dinamicamente importantes (Wyngaard, 2010, p.223).

Em relação à camada misturada, uma escala de comprimento relevante é a altura da inversão térmica z_i , e portanto novas escalas de velocidade e temperatura podem ser definidas como

$$w_* = \left[g \frac{\overline{w'\theta'_v}|_0 z_i}{\overline{\theta_{va}}} \right]^{1/3}, \quad (2.29)$$

$$\vartheta_* = \frac{\overline{w'\theta'_v}|_0}{w_*}. \quad (2.30)$$

O grau de instabilidade da camada misturada pode ser agora obtido pelo parâmetro de estabilidade $-z_i/L$. Observações e simulações numéricas sugerem que quando esse parâmetro excede 5, há um estado de convecção livre. Nesse estado, as variáveis adimensionais da camada misturada passam a ser função apenas de z/z_i (Wyngaard, 2010, p.242). Entretanto, devido ao efeito de entranhamento de ar na inversão essa teoria de similaridade falha para os escalares, como temperatura e umidade (Kaimal et al. (1976), Wyngaard (2010, p.242)).

2.3.4 Análise espectral da turbulência

A densidade espectral $S(n)$ de uma variável aleatória é definida como a contribuição para a sua variância por unidade de frequência n ou número de onda κ

$$\int_0^\infty S(n)dn = \sigma^2, \quad (2.31)$$

e é calculado a partir da série de Fourier da função f gerada pelos dados da variável

$$S(n) = L \frac{\hat{f}(n)\hat{f}^*(n)}{2\pi}, \quad (2.32)$$

$$\hat{f}(n) = \frac{a_n - ib_n}{2}, \quad (2.33)$$

tal que L é o comprimento do conjunto de dados, $\hat{f}^*(n)$ é o conjugado complexo de $\hat{f}(n)$, e a_n e b_n são os coeficientes da série de Fourier dados por

$$a_n = \frac{2}{L} \int_{-L/2}^{L/2} f(x)\cos(nx)dx, \quad (2.34)$$

$$b_n = \frac{2}{L} \int_{-L/2}^{L/2} f(x)\sen(nx)dx. \quad (2.35)$$

Ao analisar a função densidade espectral gerada por dados turbulentos, é possível observar a "intensidade de energia" presente em cada frequência.

A hipótese da turbulência congelada de Taylor nos diz que

$$\kappa = \frac{2\pi n}{\bar{u}}, \quad (2.36)$$

$$\kappa = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (2.37)$$

onde κ é o número de onda do espectro espacial unidimensional da direção x , direção do vetor velocidade média do vento, \bar{u} é a velocidade média do vento, n é a frequência cíclica (Hz) e λ é o comprimento de onda da série medida ao longo do tempo em um ponto (série euclidiana). Essa equação relaciona os espectros temporais $S_1(n)$ e $S_2(\lambda)$ com o espectro espacial $F(\kappa)$, e as integrais dos espectros devem ser iguais à variância das flutuações da variável avaliada, ou seja,

$$\int_0^\infty S_1(n)dn = \int_0^\infty S_2(\lambda)d\lambda = \int_0^\infty F(\kappa)d\kappa = \sigma^2. \quad (2.38)$$

A partir dessa definição, podemos obter as seguintes relações para os espectros:

$$\begin{aligned} S_1(n)dn &= F(\kappa)d\kappa, \\ S_1(n)dn &= F(\kappa)d\left(\frac{2\pi n}{\bar{u}}\right), \\ S_1(n)dn &= F(\kappa)\frac{2\pi}{\bar{u}}dn, \\ S_1(n) &= \frac{2\pi}{\bar{u}}F(\kappa), \end{aligned} \quad (2.39)$$

e analogamente para o comprimento de onda λ

$$\begin{aligned} S_2(\lambda)d\lambda &= F(\kappa)d\kappa, \\ S_2(\lambda)d\lambda &= F(\kappa)d\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right), \\ S_2(\lambda)d\lambda &= F(\kappa)\left(\frac{-2\pi d\lambda}{\lambda^2}\right), \\ S_2(\lambda) &= -\frac{2\pi}{\lambda^2}F(\kappa). \end{aligned} \quad (2.40)$$

2.3.5 A escala de Kolmogorov

Ao analisar o espectro gerado por dados turbulentos, Kolmogorov observou que há uma faixa inercial que se encontra entre as frequências dos vórtices com maior energia e dos vórtices dissipativos. Nessa faixa, os vórtices não produzem nem dissipam energia cinética da turbulência (ECT) de maneira significativa, mas fazem a conexão entre os grandes vórtices e os vórtices dissipativos. Essa faixa, portanto, apresenta uma taxa de transferência de ECT por unidade de

massa ε_e aproximadamente constante, ou seja, que não depende da escala de comprimento dos vórtices. A partir dessa ideia, Kolmogorov partiu da hipótese de que o espectro de velocidade deveria ser adimensionalizado pelas escalas da faixa inercial, que são a taxa de dissipação de (ECT) ε_e e o número de onda κ , chegando a

$$F(\kappa) = \alpha \varepsilon_e^{2/3} \kappa^{-5/3}, \quad (2.41)$$

sendo α a constante de Kolmogorov.

CORRSIN (1951) estendeu a ideia do Kolmogorov para escalares conservativos, e chegou à seguinte equação para a faixa inercial do espectro da temperatura potencial

$$F_\theta(\kappa) = \beta_\theta \varepsilon_e^{-1/3} \varepsilon_\theta \kappa^{-5/3}, \quad (2.42)$$

o que define o espectro no campo da frequência como sendo

$$S_\theta(n) = \left(\frac{2\pi}{\bar{u}} \right)^{-2/3} \beta_\theta \varepsilon_e^{-1/3} \varepsilon_\theta n^{-5/3}. \quad (2.43)$$

Para estimar as essas taxas de dissipação, Kaimal et al. (1976) utilizaram normalizações a partir das escalas da camada misturada, e obtiveram os seguintes resultados:

$$\Psi = \frac{\varepsilon_e z_i}{w_*^3} = a, \quad (2.44)$$

$$\Psi_\theta = \frac{\varepsilon_e^{-1/3} \varepsilon_\theta}{\vartheta_*^2 z_i^{-2/3}} = \begin{cases} b(z/z_i)^{-4/3} & z \leq 0,5z_i \\ 2,1 & 0,5z_i \leq z \leq 0,7z_i \\ 6,1(z/z_i)^3 & 0,7z_i \leq z \leq z_i \end{cases}, \quad (2.45)$$

sendo que a constante a pode variar entre 0,5 e 0,7 e a constante b vale 0,83. Já Guillemet et al. (1983) encontraram a mesma equação para Ψ , mas com valores de a entre 0,35 e 0,65, e a mesma equação para Ψ_θ com $z \leq 0,5z_i$, mas com a constante b variando entre 0,63 e 0,75. Os resultados encontrados são bem semelhantes, e a ausência de um modelo completo para a dissipação da temperatura se dá pelo entranhamento de calor existente na porção superior da camada, que não é contemplado nessa teoria (Guillemet et al., 1983). Entretanto, Young (1987) observa que, como o entranhamento está relacionado com as baixas frequências do espectro, a similaridade da camada misturada pode ser utilizada para normalizar e colapsar a faixa inercial do espectro com eficiência, para comprimentos de onda menores que aproximadamente cinco vezes a altura da camada limite. Ele incluiu a taxa de dissipação viscosa da temperatura como um parâmetro para adimensionalização do espectro de temperatura potencial, para dados medidos horizontalmente por aviões em alturas distintas na camada misturada.

Seguindo a teoria de similaridade de Monin-Obukhov, a faixa inercial do espectro de tempe-

ratura potencial normalizado pelas escalas da camada misturada deve ser função apenas de z/z_i e z_i/λ ou $z_i\bar{u}/n$, ou seja (Kaimal et al., 1976),

$$\frac{S_\theta(n)n(2\pi)^{2/3}}{\beta_\theta \epsilon_e^{-1/3} \epsilon_\theta z_i^{2/3}} = \left(\frac{nz_i}{\bar{u}}\right)^{-2/3}. \quad (2.46)$$

Utilizando essa normalização, as faixas inerciais dos espectros devem colapsar em uma única faixa.

2.4 Crescimento da Camada Limite Convectiva

O modelo de crescimento da CLC mais utilizado, conhecido como modelo salto de ordem zero (modelo *slab* ou *jump*), considera um perfil simplificado de temperatura potencial, em que essa variável é constante verticalmente na camada misturada, desconsiderando a camada superficial, e com um "salto" para o gradiente presente no ar estável logo acima dessa camada (Figura 2.2-a). As condições utilizadas no desenvolvimento desse modelo são camada horizontalmente homogênea e sem advecção horizontal, desconsideração da difusividade molecular, do fluxo de calor por radiação, ausência de mudança de fase e calor específico à pressão constante c_p constante. A distribuição de fluxo de calor turbulento é considerada linear com a altura (Figura 2.2-b), o que faz com que o aquecimento da camada ocorra independente de z , assim, o perfil de temperatura potencial varia sem mudar sua forma (Tennekes, 1973).

A partir dessas considerações, a taxa de crescimento da CLC é dada pela soma entre uma velocidade de entranhamento w_e e uma velocidade de subsidência w_s (Gryning e Batchvarova, 1999), ou seja,

$$\frac{dz_i}{dt} = w_e + w_s. \quad (2.47)$$

A velocidade de entranhamento w_e pode ser definida como

$$w_e = -\frac{\overline{w'\theta'_v}|_i}{\Delta\bar{\theta}_v}, \quad (2.48)$$

e portanto é possível desenvolver um modelo de crescimento da camada misturada em função do fluxo de entranhamento de calor $\overline{w'\theta'_v}|_i$.

O comportamento do salto de temperatura $\Delta\bar{\theta}_v$ é simples de definir: seu tamanho aumenta com o aumento da CLC, e diminui com o aquecimento da camada misturada (Figura 2.3),

$$\frac{d\Delta\bar{\theta}_v}{dt} = \gamma_\theta \frac{dz_i}{dt} - \frac{d\bar{\theta}_{vb}}{dt}, \quad (2.49)$$

onde $\bar{\theta}_{vb}$ representa a temperatura média na camada misturada, e γ_θ é o gradiente vertical de temperatura virtual potencial na atmosfera livre.

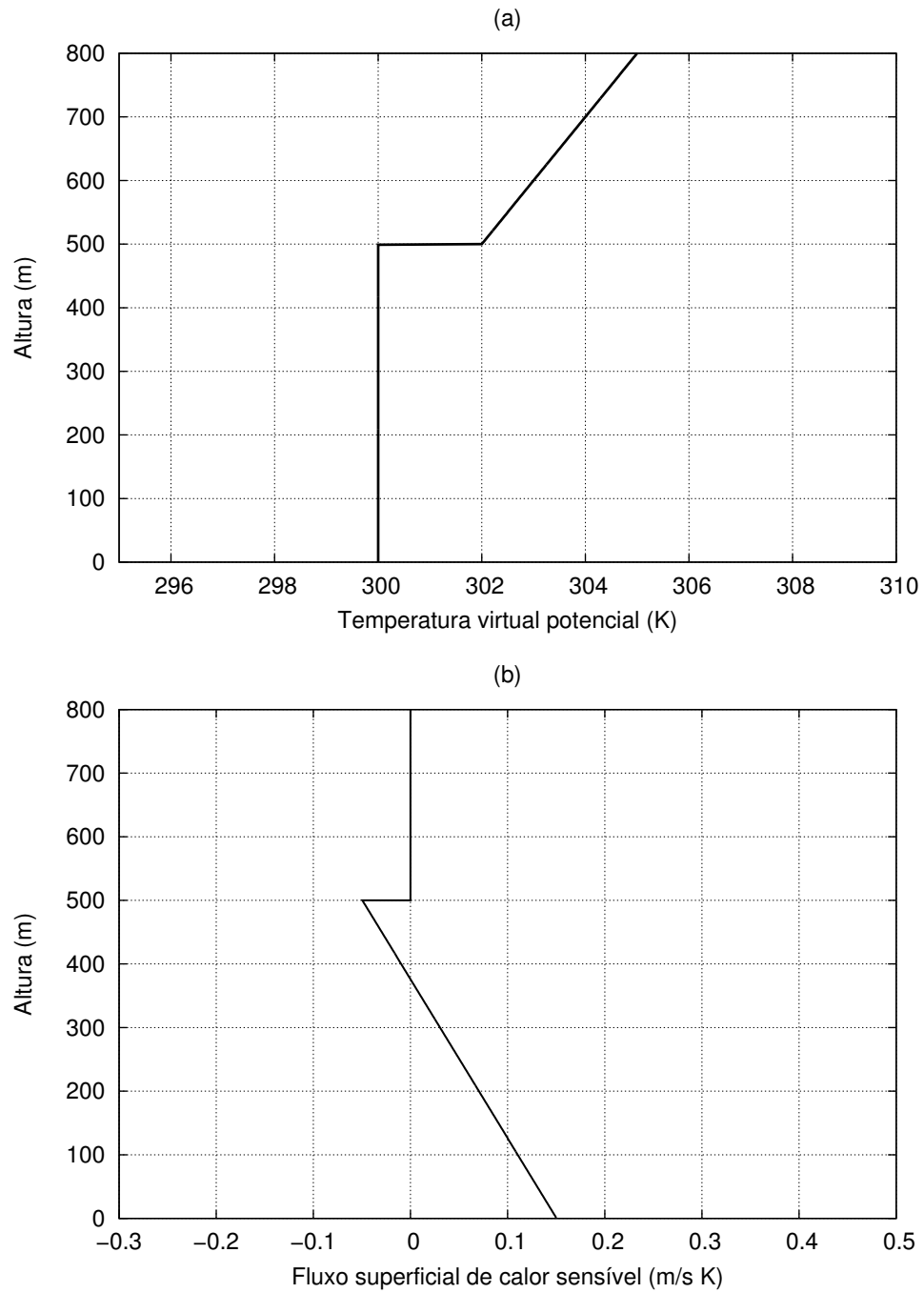


Figura 2.2: Perfis simplificados de temperatura potencial virtual e fluxo superficial de calor para o modelo salto de ordem zero.

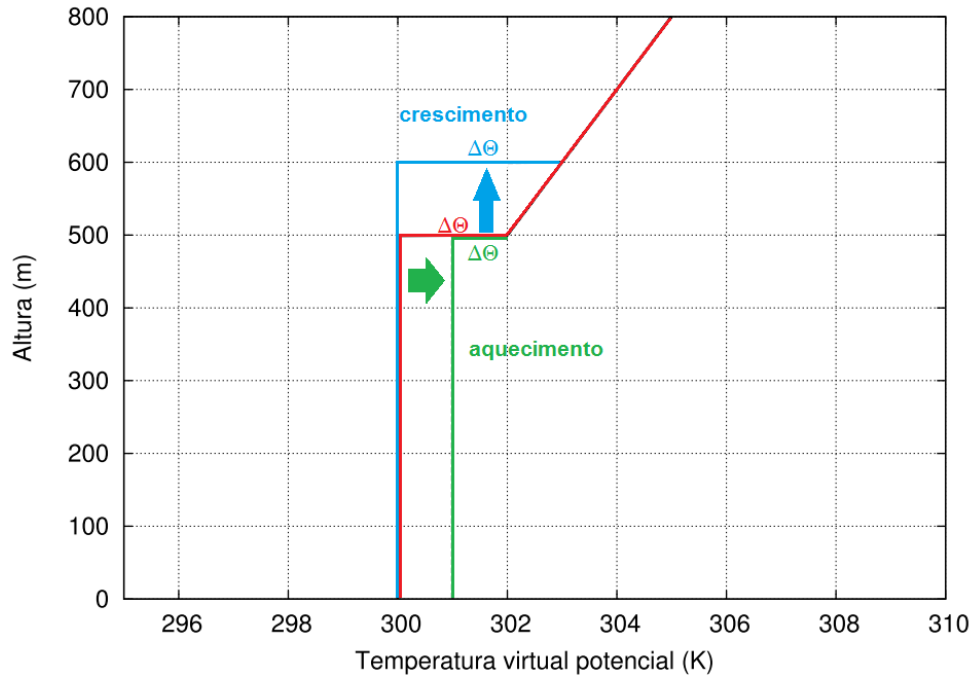


Figura 2.3: Comportamento do salto de temperatura potencial $\Delta\bar{\theta}_v$ com o crescimento da CLC e aquecimento da CM.

Já o comportamento do fluxo de entranhamento de calor $\overline{w'\theta'_v}|_i$ é menos conhecido, devido à dificuldade em sua medição, e por isso alguns autores desenvolveram soluções de fechamento distintas para seu valor. Como ele representa uma porção descendente de ar quente, o que não acontece naturalmente por ser um ar menos denso, há um gasto de energia que deve ser fornecida pelo fluxo de calor superficial ou pela energia mecânica gerada pelo vento no atrito com o solo (desconsiderando a fricção de vento na inversão)(Tennekes, 1973). Tennekes (1973) sugeriu uma parametrização do $\overline{w'\theta'_v}|_i$ em função dessas variáveis, partindo da equação de balanço de energia cinética da turbulência,

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'_i u'_i}}{\partial t} + \frac{\overline{u_j}}{2} \frac{\partial \overline{u'_i u'_i}}{\partial x_j} + \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u'_i u'_i u'_j}}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p' u'_i}}{\partial x_j} - \frac{g}{\theta_v} \overline{\theta'_v u'_i} + \nu \frac{\partial \overline{u'_i \partial u'_i}}{\partial x_j \partial x_j} = 0. \quad (2.50)$$

Considerando que o sistema na inversão é horizontalmente homogêneo, ou seja, que as variáveis médias só dependem de z , que não há dependência do tempo (*steady-state*), que não há produção por cisalhamento, e que não há produção de energia por flutuação de pressão (Wyngard e Coté, 1971), a Eq. (2.50) fica

$$\frac{g}{\theta_{va}} \overline{w'\theta'_v} = \frac{1}{2} \frac{\partial (\overline{q^2 w'})}{\partial z} + \varepsilon_e, \quad (2.51)$$

onde $\varepsilon_e = \nu \frac{\partial \overline{u'_i \partial u'_i}}{\partial x_j \partial x_j}$ é a taxa de dissipação viscosa de ECT, $\frac{g}{\theta_{va}} \overline{w'\theta'_v}$ é a taxa de produção de

energia por empuxo, $\frac{1}{2} \frac{\partial(\overline{q^2 w'})}{\partial z}$ é o transporte turbulento de energia e $q^2 = u'^2 + v'^2 + w'^2$. Segundo Tennekes (1973), a taxa de dissipação viscosa de ECT pode ser desprezada próximo às bordas de um escoamento turbulento, e o termo $\frac{1}{2} \frac{\partial(\overline{q^2 w'})}{\partial z}$ pode ser dimensionalmente aproximado por σ_w^2/z_i , sendo σ_w o desvio padrão da velocidade vertical. Assim, temos que

$$-\overline{w'\theta'_v}|_i = \frac{\overline{\theta}_{va}}{g} \frac{\sigma_w^3}{z_i}. \quad (2.52)$$

Em um estado de convecção livre, podemos dizer que a variância depende da produção de energia por empuxo, ou seja,

$$\sigma_w^3 = A \overline{w'\theta'_v}|_0 \frac{gz_i}{\overline{\theta}_{va}}, \quad (2.53)$$

logo

$$-\overline{w'\theta'_v}|_i = A \overline{w'\theta'_v}|_0, \quad (2.54)$$

sendo A uma constante empírica.

O autor ainda considera o caso em que não há fluxo superficial de calor, e neste caso a energia cinética da turbulência é produzida apenas pela fricção com o solo, ficando

$$-\overline{w'\theta'_v}|_i = B \frac{\overline{\theta}_{va}}{g} \frac{u_*^3}{z_i}. \quad (2.55)$$

Zilitinkevich (1975) corrige o modelo do Tennekes (1973) para os casos em que a estratificação acima da inversão é muito fraca, e partindo das mesmas aproximações mas sem desconsiderar o termo transiente, temos que

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{q^2}}{\partial t} \sim \frac{\overline{q^2}}{2z_i} \frac{dz_i}{dt} \sim \frac{\sigma_w^2}{z_i} \frac{dz_i}{dt} = \frac{\sigma_w^2}{z_i} \frac{\overline{w'\theta'_v}|_i}{\Delta \overline{\theta}_v}, \quad (2.56)$$

e voltando à equação resultante do balanço de energia cinética da turbulência, o fluxo de entranhamento pode ser escrito como

$$-\overline{w'\theta'_v}|_i = C \overline{w'\theta'_v}|_0 \left[1 + D \frac{\overline{w'\theta'_v}|_0^{2/3}}{\left(\frac{gz_i}{\overline{\theta}_{va}}\right)^{1/3} \Delta \overline{\theta}_v} \right]^{-1}, \quad (2.57)$$

ou, para o caso sem fluxo superficial de calor,

$$-\overline{w'\theta'_v}|_i = C \frac{u_*^3}{\frac{gz_i}{\overline{\theta}_{va}}} \left[1 + D \frac{u_*^2}{\frac{gz_i}{\overline{\theta}_{va}} \Delta \overline{\theta}_v} \right]^{-1}. \quad (2.58)$$

Se considerarmos o fluxo de entranhamento final como sendo a soma desses casos, e substi-

tuindo a parametrização de $\Delta\bar{\theta}_v$, temos que (Batchvarova e Gryning, 1990)

$$-\overline{w'\theta'_v}|_i = A\overline{w'\theta'_v}|_0 + B\frac{\bar{\theta}_{va}u_*^3}{g z_i} - C\frac{u_*^2\bar{\theta}_{va}}{gz_i} \frac{dz_i}{dt}. \quad (2.59)$$

Substituindo a Eq. (2.59) na Eq. (2.47), obtém-se,

$$\left(\frac{dz_i}{dt} - w_s\right) \left\{ \frac{z_i^2}{(1+2A)z_i - 2B\kappa L} + \frac{Cu_*^2\bar{\theta}_{va}}{\gamma_\theta g[(1+A)z_i - B\kappa L]} \right\} = \frac{\overline{w'\theta'_v}|_0}{\gamma_\theta}. \quad (2.60)$$

Nesse modelo para o crescimento da CLC, o segundo termo da esquerda, que representa o efeito *spin-up*, se torna mais importante que o primeiro (efeito mecânico e convectivo) à medida que γ_θ tende a zero. Entretanto, para $\gamma_\theta = 0$ essa equação se torna inadequada por desconsiderar o efeito de Coriolis, que limita o crescimento da camada misturada (Batchvarova e Gryning, 1990). Segundo Batchvarova e Gryning (1994), a consideração do efeito *spin-up* só é importante durante os primeiros 100m de crescimento, o que torna uso do efeito *spin-up* praticamente irrelevante em condições meteorológicas normais. Esse termo também foi testado nesse trabalho e sua utilização se mostrou desnecessária.

Diante disso, o modelo para o fluxo de entranhamento de calor mais utilizado é

$$-\overline{w'\theta'_v}|_i = A\overline{w'\theta'_v}|_0 + B\frac{\bar{\theta}_{va}u_*^3}{g z_i}, \quad (2.61)$$

onde A e B são constantes. Valores de A entre 0,2 e 0,55 e de B entre 0 e 6,55 já foram citados na literatura, através de estudos teóricos, simulações numéricas, experimentos em laboratório e análise de dados de campo (Driedonks (1982), Kustas e Brutsaert (1987a), Culf (1992), Betts e Barr (1996), Margulis e Entekhabi (2004), Dias et al. (2012)). Substituindo a Eq. (2.61) na Eq. (2.47) (Batchvarova e Gryning, 1990),

$$\frac{dz_i}{dt} - w_s = \frac{\overline{w'\theta'_v}|_0[(1+2A)z_i - 2B\kappa L]}{\gamma_\theta z_i^2}. \quad (2.62)$$

Segundo essa formulação, a Eq. (2.62) representa um modelo de crescimento da CLC que se dá pelo aumento da turbulência mecânica e convectiva, e que é restringida pela presença da subsidência.

Nesse modelo não está prevista a existência de uma camada residual. A velocidade de crescimento da CLC na presença de uma camada residual é muito grande, na ordem de 1000 m em 2h, enquanto que após o colapso total com a camada residual a taxa de crescimento reduz-se substancialmente, acrescentando aproximadamente 200 m ao longo do resto do dia (Sorbján, 1996). Nesse ponto, a taxa de entranhamento w_e reduz-se muito, mas o fluxo de calor no topo da camada não se reduz, já que o fluxo é regido pela equação $\overline{w'\theta'_v}|_i = -w_e\Delta\bar{\theta}_v$ e o salto de temperatura potencial $\Delta\bar{\theta}_v$ aumenta na mesma proporção, mantendo o fluxo de entranhamento

aproximadamente constante (Davis et al., 1997).

A presença do gradiente vertical de temperatura potencial na atmosfera livre (γ_θ) no modelo de crescimento da CLC é devida à Eq. (2.49), que mostra que há um aumento no salto de temperatura potencial devido ao crescimento da CLC, e que esse aumento é proporcional ao gradiente de temperatura logo acima da região de entranhamento. Se acima da RE estiver a atmosfera livre, γ_θ pode ser definido como uma constante que representa o gradiente vertical de temperatura potencial da atmosfera livre (Kustas e Brutsaert (1987a), Kim et al. (2006), Fedorovich e Conzemius (2008)); entretanto, uma definição mais geral para γ_θ é o gradiente vertical de temperatura potencial logo acima da inversão (Tennekes (1973), Batchvarova e Gryning (1990), Seibert et al. (2000), Margulis e Entekhabi (2004)), o qual é constante apenas durante alguns períodos de tempo. Essa segunda definição permite a utilização da Eq. (2.62) em situações com a presença de uma camada residual, sendo γ_θ o próprio gradiente da CR, que, apesar de ser muito pequeno, não chega a ser zero devido à característica aproximadamente neutra adquirida pela CR ao longo da noite (Stull, 1988, p.14). Essa abordagem foi utilizada por Clarke (1990), Culf (1992) e Nilsson et al. (2001), embora esses autores não tenham explicitado a relação entre γ_θ e a camada residual.

O modelo dado pela Eq. (2.62) foi testado satisfatoriamente por diversos autores com dados medidos. Driedonks (1982) utilizou dados obtidos por radiossondas na Holanda (experimento de Cabauw em 1977) e obteve um valor para a raiz do erro médio quadrático (REMQ) entre z_i calculado e observado de aproximadamente 80 m para alturas observadas maiores de 100 m e de aproximadamente 40 m para alturas observadas menores que 500 m. Ele conclui que, devido à variabilidade natural dos fenômenos atmosféricos, esses erros são inevitáveis e portanto o modelo comportou-se de maneira satisfatória. McNaughton e Spriggs (1986) utilizaram os mesmos dados para comparar a utilização da Eq. (2.62) com $A = B = 0$ (modelo que não considera o entranhamento) e com A e B diferentes de zero (entranhamento mecânico e convectivo) em simulações de taxa de fluxo superficial de calor latente, e concluíram que, mesmo o segundo modelo apresentando melhores resultados na estimativa da altura da camada limite, esse ganho não é repassado às previsões de calor latente, e os dois modelos não resultaram em diferenças significativas.

Culf (1992) utilizou perfis de temperatura para estimar a altura da CLC no oeste de Sahel, na África, utilizando a Eq. (2.62) com $A = 0,2$ e $B = 5$. O autor também compara esse modelo com o modelo mais simples que não considera o entranhamento (2.62 com $A = B = 0$) e considerando $B = 0$ (sem turbulência mecânica) em dois casos: $A = 0,2$ e $0,5$. Fazendo uma regressão linear entre os dados modelados e observados de altura, ele obteve os valores de r^2 (coeficiente de determinação) e de coeficiente angular da reta apresentados na Tabela 2.1. O autor conclui que o modelo mais completo (Eq. (2.62) com $A = 0,2$ e $B = 5$) apresenta resultados mais realistas, e que a desconsideração da turbulência mecânica representou bem os dados para um parâmetro

de entranhamento A maior, mas degradou o modelo para os dados de crescimento no início da manhã.

Tabela 2.1: Resultados obtidos por Culf (1992) na comparação entre z_i observado e estimado pela Eq. (2.62)

modelo	r^2	coeficiente angular
$A = 0$ e $B = 0$	0,76	0,89
$A = 0,2$ e $B = 0$	0,84	0,78
$A = 0,2$ e $B = 5$	0,86	0,78
$A = 0,5$ e $B = 0$	0,84	0,95

Em seu estudo, Brutsaert (1987) utilizou as equações de Reynolds de balanço de calor sensível e vapor d'água combinadas para estimar o entranhamento dessas variáveis em uma camada limite convectiva, considerando dados medidos sobre o mar do leste da China. Para o entranhamento de calor ele utilizou a Eq. (2.61) para realizar uma regressão linear com a constante de entranhamento A como a constante de regressão a ser estimada, em duas situações: somente turbulência convectiva ($B = 0$) e turbulência convectiva e mecânica (equação completa). No segundo caso, ele estimou apenas o parâmetro de entranhamento A , considerando o valor de $B = 5$. Uma das conclusões do trabalho foi que a inclusão de entranhamento mecânico não melhorou a correlação entre os dados observados e a previsão do modelo, mas sua inclusão gerou valores de A mais próximos aos obtidos previamente por outros autores.

Kustas e Brutsaert (1987b) utilizaram os perfis de temperatura obtidos com radiossondagem no experimento ALPEX realizado nos alpes suíços, para estimar o fluxo de entranhamento no topo da CLC. Eles partiram da equação de balanço de fluxo de entalpia

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \theta + W \frac{\partial \theta}{\partial z} = -\frac{\partial(\overline{w'\theta'})}{\partial z} + \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial F_R}{\partial z} + \frac{l_c}{\rho c_p}, \quad (2.63)$$

onde \vec{V} é o vento horizontal médio, $\vec{\nabla}$ é o gradiente horizontal, W é a velocidade vertical, F_R é o fluxo de radiação e l_c é a fonte pontual de calor devido à condensação. Para estimar o valor do fluxo de entranhamento, essa equação é integrada na camada misturada (entre 0 e x , sem a região de entranhamento),

$$\int_0^h \frac{\partial \theta}{\partial t} dz + \int_0^h \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \theta dz + \int_0^h W \frac{\partial \theta}{\partial z} dz = \overline{w'\theta'}|_0 - \overline{w'\theta'}|_h + Q_h, \quad (2.64)$$

em que o termo de fluxo já foi integrado, por ser uma função linear de z , e Q_h (o termo de fonte) representa os valores integrados dos dois últimos termos da Eq. (2.63). Para calcular o termo de fonte, a integração deve agora ser feita na camada misturada mais a região de entranhamento (de 0 a z_i), o que elimina o termo de fluxo de entranhamento. Aplicando a regra de Leibniz,

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_0^{z_i} \theta dz - \theta_{z_i} \frac{\partial z_i}{\partial t} + (\vec{V}_h \cdot \vec{\nabla} \theta)h + (\vec{V}_{z_i} \cdot \vec{\nabla} \theta)(z_i - h) = \overline{w'\theta'}|_0 + Q_{z_i}. \quad (2.65)$$

Neste caso, $\vec{\nabla}\theta$ é o gradiente horizontal de temperatura, que foi determinado por cartas sinóticas. Com essa equação, e os dados da radiossonda, o termo de fonte pode ser estimado, supondo-se que a radiação e a condensação são mais ou menos uniformes ao longo da camada limite, ou seja,

$$Q_h = \frac{h}{z_i} Q_{z_i}. \quad (2.66)$$

Com o valor do termo de fonte, podemos voltar à Eq. (2.64) e simplificá-la,

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_0^h \theta dz + (\bar{V}_h \cdot \vec{\nabla}\theta)h - \theta_h \frac{\partial h}{\partial z} = \overline{w'\theta'}|_0 - \overline{w'\theta'}|_h + Q_h, \quad (2.67)$$

e assim definir o valor do fluxo de entranhamento para cada radiossonda, e por consequência os parâmetros do modelo de crescimento A e B . Os valores obtidos por Kustas e Brutsaert (1987b), bem como os valores considerados pelos outros autores aqui citados, são apresentados na Tabela 2.2.

Tabela 2.2: Valores de A e B para a Eq. (2.62) encontrados na literatura

	A	B
Driedonks (1982) e		
McNaughton e Spriggs (1986)	0,2	5,0
Brutsaert (1987)	de 0,2 a 0,6 ($\pm 0,2$ em média)	0,0
Brutsaert (1987)	de 0,2 a 0,3 ($\pm 0,2$ em média)	5,0
Kustas e Brutsaert (1987b)	$0,17 \pm 0,39$	$3,75 \pm 1,59$
Batchvarova e Gryning (1990)	0,2	2,5
Culf (1992)	0,5	0,0
Culf (1992)	0,2	5,0

Beyrich (1995) utilizou a Eq. (2.62) para estimar a altura da CLC, comparando os resultados com dados obtidos por radiossondas no sudoeste da França e no leste da Alemanha. O modelo foi testado em duas situações: fluxos de calor e de quantidade de movimento medidos ou estimados pelas equações

$$\overline{w'\theta'}|_0 = C_T u_* (\bar{\theta}_b - \theta_a), \quad (2.68)$$

$$u_*^2 = C_D V_{z_i}^2, \quad (2.69)$$

sendo que C_T e C_D são coeficientes de transferência (os valores utilizados não foram citados no trabalho), V_{z_i} é o vento medido em z_i , θ_a é a temperatura potencial medida na superfície e $\bar{\theta}_b$ é a temperatura potencial média da camada misturada. Todos esses parâmetros, assim como o valor de γ_θ do modelo de crescimento, foram estimados pelos dados das radiossondas. O autor ainda comparou duas possibilidades para os coeficientes da Eq. (2.62): os valores mais sugeridos pela literatura, $A = 0,2$ e $B = 5$, e valores de A e B ajustados dinamicamente para valores entre 0 e 0,8 e entre 0 e 6, respectivamente, a partir de alturas medidas nas primeiras horas do dia com dados de SODAR. Os coeficientes de correlação r e raiz do erro médio quadrático (REMQU) obtidos pela média dos valores de 4, 6, 8, e 12h após o nascer do sol, podem ser observados na Tabela 2.3.

As piores estimativas foram obtidas 4 e 12h após o nascer do sol, sendo que inclusão dos valores dinâmicos de A e B resultaram em melhores estimativas da altura da CLC em todos os casos. Em relação às entradas do modelo $\overline{w'\theta'}|_0$ e u_* , ele observa que os valores estimados apresentaram melhores desempenhos no cálculo da altura do que os valores medidos diretamente, indicando problemas de obtenção de fluxos naquele experimento.

Tabela 2.3: Resultados obtidos por Beyrich (1995) na comparação entre z_i observado e estimado pela Eq. (2.62)

	$A = 0,2$ e $B = 5$	A e B dinâmicos
$\overline{w'\theta'} _0$ e u_* medidos	$r = 0,77$ e REMQ = 323,5 m	$r = 0,85$ e REMQ = 210,5 m
$\overline{w'\theta'} _0$ e u_* estimados	$r = 0,91$ e REMQ = 213,2 m	$r = 0,94$ e REMQ = 153 m

Apesar das tentativas de considerar o maior número possível de fontes e dissipação da turbulência na CLC, o modelo 2.62 é o mais utilizado, já que ele necessita de parâmetros mais simples de serem medidos ou estimados para uma boa aproximação do valor real de altura. Driedonks (1982) comparou alguns modelos, desde os mais simples com $A = B = 0$ até o mais complexo sugerido por Zeman e Tennekes (1977), e chegou à conclusão que o modelo 2.62 com os parâmetros $A = 0,2$ e $B = 5$ era o mais eficaz para os dados avaliados, e suas recomendações tem sido frequentemente seguidas (McNaughton e Spriggs (1986), Brutsaert (1987), Culf (1992), Seibert et al. (2000)).

2.4.1 Subsidiência

Durante condições sinóticas de alta pressão, há um movimento descendente de ar conhecido como subsidiência, que gera uma força oposta ao crescimento da camada limite convectiva. Durante condições quase permanentes, normalmente presentes em condições instáveis bem definidas no meio do dia, a altura da camada limite é limitada pela presença da subsidiência, sendo menos influenciada quando a altura da camada ainda é baixa, como no início das manhãs (Garratt, 1992, p.61).

Durante períodos de subsidiência, w_s é negativo e na ordem de alguns cm/s, podendo chegar a $-0,2$ m/s. Gryning e Batchvarova (1999) obtiveram os valores de w_s a partir de radiossondagens, utilizando a seguinte equação:

$$w_s = -\frac{1}{\gamma_\theta} \frac{\partial \bar{\theta}_{vd}}{\partial t}, \quad (2.70)$$

onde $\bar{\theta}_{vd}$ é a temperatura acima de z_i . Essa equação estima a velocidade de subsidiência em função da taxa de aquecimento da atmosfera livre. No presente trabalho o valor de $\partial \bar{\theta}_{vd} / \partial t$ foi estimado a partir de médias das temperaturas em algumas alturas de referência acima da inversão (valores de 100 em 100m a partir da altura da inversão, até 2000 m).

2.5 Estimativa do perfil médio de escalares na CLC

Wyngaard e Brost (1984) sugeriram um modelo para o perfil médio de escalares na camada misturada utilizando os conceitos somados de difusão *top-down* - fluxo de entranhamento na inversão - e *bottom-up* - fluxo superficial. Para chegar a esse modelo, os autores partiram de um balanço simples de um escalar conservativo em uma camada limite convectiva com as mesmas simplificações do modelo salto considerado para o crescimento da camada, o que, para a temperatura potencial, equivale ao balanço aproximado de entalpia. Desprezando a velocidade vertical média o balanço é

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{w'c'}}{\partial z} = 0, \quad (2.71)$$

onde $\overline{w'c'}$ é o fluxo vertical do escalar. Multiplicando por $\partial/\partial z$,

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} + \frac{\partial^2 \overline{w'c'}}{\partial z^2} = 0, \quad (2.72)$$

temos que a curvatura no fluxo de escalar é causada apenas por variações no tempo do gradiente vertical do escalar médio, o que, quando desconsiderado, gera um perfil linear para o fluxo:

$$\overline{w'c'} = \overline{w'c'}|_0(1 - z/z_i) + \overline{w'c'}|_i(z/z_i), \quad (2.73)$$

em que $\overline{w'c'}|_0$ é o fluxo superficial e $\overline{w'c'}|_i$ é o fluxo de entranhamento do escalar.

2.5.1 Difusão *Bottom-up*

Considerando primeiramente somente o fluxo do escalar vindo da superfície, o perfil do fluxo fica

$$\overline{w'c'} = \overline{w'c'}|_0(1 - z/z_i). \quad (2.74)$$

Fazendo uma análise dimensional dos parâmetros que influenciam o gradiente vertical do escalar médio $\partial \bar{c}/\partial z$ na camada misturada, e supondo que as condições são suficientemente convectivas a ponto de a velocidade de atrito u_* não ser importante, temos que

$$\frac{\partial \bar{c}_b}{\partial z} = \frac{-\overline{w'c'}|_0}{w_* z_i} g_b, \quad (2.75)$$

onde g_b é o gradiente adimensional do escalar na vertical, função de z/z_i , e \bar{c}_b é a concentração média do escalar, ambos para a difusão *Bottom-up*.

O fluxo superficial do escalar pode ser definido como

$$\overline{w'c'} = -K_b \frac{\partial \bar{c}_b}{\partial z}, \quad (2.76)$$

onde K_b é o coeficiente de difusão turbulenta para a difusão *Bottom-up*. Substituindo os valores de $\overline{w'c'}$ e $\partial\bar{c}_b/\partial z$ definidos respectivamente pelas equações 2.74 e 2.75, temos que

$$K_b = \frac{w_* z_i (1 - z/z_i)}{g_b}. \quad (2.77)$$

2.5.2 Difusão *Top-down*

O fluxo de entranhamento do escalar no topo da camada limite, para uma velocidade vertical $w_i = 0$, segundo o modelo salto, pode ser escrito como (Deardorff, 1979)

$$\overline{w'c'}|_i \approx \frac{-\partial z_i}{\partial t} (C_2 - C_1), \quad (2.78)$$

onde C_1 e C_2 são concentrações um pouco abaixo e um pouco acima de z_i , respectivamente.

Assim como na difusão *Bottom-up*, o gradiente vertical do escalar médio $\partial\bar{c}/\partial z$ na camada misturada pode ser definido dimensionalmente como

$$\frac{\partial\bar{c}_t}{\partial z} = \frac{-\overline{w'c'}|_i}{w_* z_i} g_t, \quad (2.79)$$

onde g_t é o gradiente adimensional de escalar médio na vertical, função de z/z_i , e \bar{c}_t é a concentração média do escalar, ambos para o modelo *Top-down*. Como a convecção gerada pela superfície não tem contrapartida na parte superior da camada misturada, o perfil $\partial\bar{c}/\partial z$ não é simétrico e portanto g_b também não é simétrico em relação ao g_t .

Da mesma maneira que foi feita com a difusão *Bottom-up*, o coeficiente de difusão turbulenta, para o modelo *Top-down*, pode ser escrito como

$$K_t = \frac{w_* z}{g_t}. \quad (2.80)$$

2.5.3 A hipótese de superposição e o resultado obtido

Considerando a camada misturada como horizontalmente homogênea, regime quase permanente e escoamento não turbulento na atmosfera livre, com uma razão de mistura de escalar verticalmente uniforme, podemos considerar então que

$$\frac{\partial\bar{c}}{\partial z} = \frac{\partial\bar{c}_b}{\partial z} + \frac{\partial\bar{c}_t}{\partial z} = \frac{-(\overline{w'c'}|_i g_t + \overline{w'c'}|_0 g_b)}{w_* z_i}, \quad (2.81)$$

$$\overline{w'c'} = \overline{w'c'}|_0 + \overline{w'c'}|_i, \quad (2.82)$$

Neste caso, o coeficiente de difusão turbulenta do escalar fica

$$K = \frac{w_* z_i [\overline{w'c'}]_0 (1 - z/z_i) + \overline{w'c'}|_i (z/z_i)}{g_b \overline{w'c'}|_0 + g_t \overline{w'c'}|_i}. \quad (2.83)$$

Utilizando LES (Simulação de Grandes Vórtices, sigla do termo em inglês *Large-Eddy Simulation*), os autores encontraram equações para os gradientes verticais adimensionais do escalar médio g_b e g_t em função de z/z_i . As condições de simulação utilizadas foram

- superfície horizontalmente homogênea com rugosidade = 0,01 m;
- temperatura uniforme;
- fluxo superficial definido pelas relações de similaridade;
- fluxo no topo gerado por uma diferença do escalar na camada interfacial.

e os resultados obtidos foram

$$g_b = 0,4 \left(\frac{z}{z_i} \right)^{-3/2}, \quad (2.84)$$

$$g_t = \left(1 - \frac{z}{z_i} \right)^{-3/2}. \quad (2.85)$$

Substituindo os gradientes encontrados na equação do gradiente vertical do escalar médio (Eq. (2.81)):

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = -0,4 \frac{\overline{w'c'}|_0}{z i w_*} \left(\frac{z}{z_i} \right)^{-3/2} - \frac{\overline{w'c'}|_i}{z i w_*} \left(1 - \frac{z}{z_i} \right)^{-3/2}, \quad (2.86)$$

que integrando ao longo de z , fica

$$\bar{c} = 0,8 \frac{\overline{w'c'}|_0}{w_*} \left(\frac{z}{z_i} \right)^{-1/2} - 2,0 \frac{\overline{w'c'}|_i}{w_*} \left(1 - \frac{z}{z_i} \right)^{-1/2} + \text{cte}, \quad (2.87)$$

que é a equação que representa o perfil vertical médio de um escalar ao longo de uma camada limite convectiva. Nessa equação, cte é a contante de integração, e os autores não deram nenhum significado físico para ela.

3 *Dados utilizados*

Para o estudo das características da camada limite convectiva e seu desenvolvimento ao longo do dia, foram utilizadas duas séries de dados de perfis verticais de temperatura virtual potencial, uma obtida a partir do uso de um veículo aéreo não-tripulado (VANT) em Tijucas do Sul/PR ao longo do ano de 2009, e outra obtida ao longo dos anos de 1987 e 1989 por radiossondagens pelo experimento FIFE, no estado do Kansas, EUA.

3.1 **Dados de Tijucas do Sul/PR**

O experimento desenvolvido em Tijucas do Sul/PR ($25^{\circ} 50' 27''$ S, $49^{\circ} 7' 19''$ O, altitude de 940m) pelo Laboratório de Estudos em Monitoramento e Modelagem Ambiental da Universidade Federal do Paraná (Lemma/UFPR) gerou, a partir do uso de um veículo aéreo não-tripulado, um conjunto de dados com informações da camada limite convectiva, dentre os quais há perfis verticais de temperatura potencial medidos. Os perfis são obtidos a partir de vôos verticais em espiral, medidos durante a subida e a descida do avião. Foi utilizado para medição o sensor de temperatura CSI HMP-50, colocado à frente do avião e envolto por um cilindro de papel alumínio que o protegia da radiação solar direta. O tempo de resposta do sensor não é especificado pela empresa que o produziu, e a frequência de medição é de 1 Hz. Maiores informações sobre o VANT e os sensores utilizados por ele podem ser encontradas em Dias et al. (2012).

Dos dados do VANT disponíveis, foram selecionados três dias que possuíam pelo menos oito perfis de temperatura potencial cada, e a Tabela 3.1 apresenta a data e a hora de cada medição utilizada nesse estudo. A Figura 3.1 apresenta como exemplo o perfil de temperatura virtual potencial do voo ocorrido às 10:45h do dia 04/06/2009, cuja altura da camada limite pode ser observada visualmente em aproximadamente 480m. Nela podem ser observados dois perfis praticamente coincidentes, unidos na parte superior, que representam a coleta de dados na subida e na descida do VANT.

O local onde foram realizados os voos é uma plantação de grama muito plana, com 2 km de área livre em todas as direções e cercada por outros tipos de plantações, como milho e soja. O local de lançamento do VANT possui uma estação micrometeorológica que mede temperatura

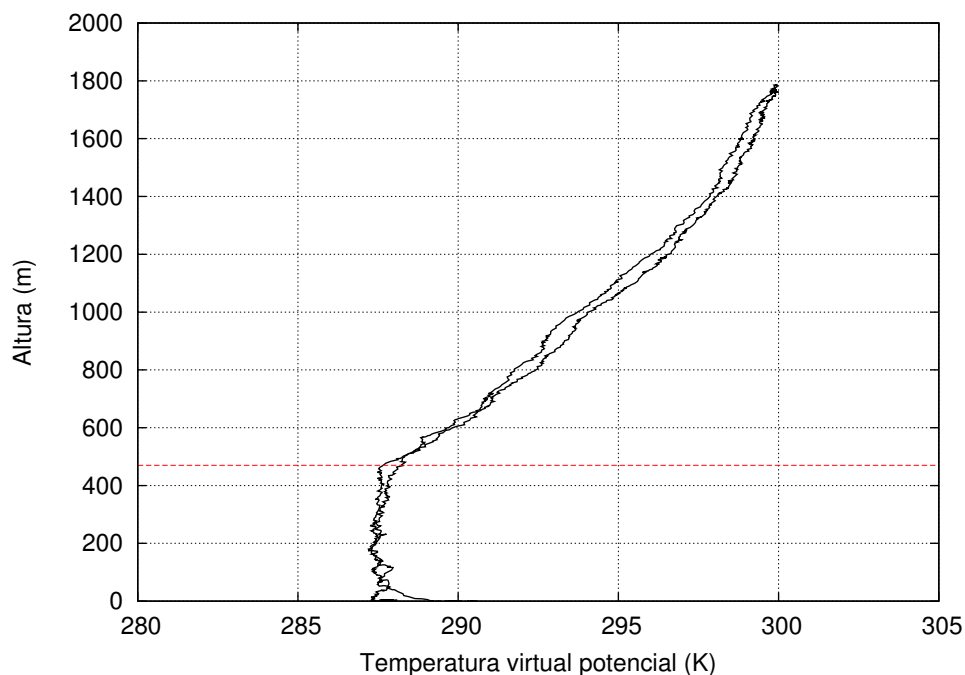


Figura 3.1: Perfil de temperatura potencial observado às 10:45h do dia 04/06/2009 em Tijucas do Sul/PR (hora local), pela subida e descida do VANT

Tabela 3.1: Data e hora de cada informação de altura da camada limite utilizada nos dados de Tijucas do Sul/PR.

Datas	número de voos	Horários locais (arredondados em 15 min)
04/06/2009	8	1045, 1130, 1230, 1330, 1430, 1530, 1630, 1730
14/07/2009	10	0915, 0945, 1030, 1115, 1200, 1400, 1445, 1530, 1600, 1645
11/08/2009	9	0830, 0900, 0930, 1000, 1030, 1100, 1130, 1315, 1400

e umidade do ar, radiação líquida, velocidade e temperatura do vento através do anemômetro sônico CSI CSAT-3. O fluxo superficial de calor sensível é calculado a cada 10 minutos pelo método de covariâncias turbulentas. Para cada 10 minutos, o vetor velocidade do vento e os fluxos de quantidade de movimento e de calor são rotacionados para a direção média do vento naquele período através de uma rotação de duas dimensões usando o método do ajuste plano (do inglês *planar fit method*, Wilczak et al., 2001). Os dados de fluxo de calor para os dias dos voos também foram utilizados nesse estudo.

3.2 Dados do experimento FIFE

O experimento FIFE (*First International Satellite Land Surface Climatology Project Field Experiment*) foi realizado nos anos de 1987 e 1989 no nordeste do estado do Kansas, USA, por vários pesquisadores de diferentes locais do mundo e coordenado pela NASA (*National Aeronautics and Space Administration*), com o objetivo de dar apoio a pesquisas climáticas e ambientais

desenvolvidas na época. Dentre os dados medidos, estão uma série de radiossondagens que apresentam perfis verticais de temperatura potencial e umidade, além de dados superficiais de fluxo de calor (Brutsaert e Sugita, 1991). Esses dados estão disponíveis para *download* no endereço eletrônico <http://daac.ornl.gov/FIFE/fife.shtml>.

As radiossondas utilizadas nesse estudo são do tipo AIR-3A, (da *Atmospheric Instrumentation Research*) com sensores de bulbo seco e úmido de pressão e temperatura. Do total de radiossondas disponível no experimento, foram selecionados 41 dias com pelo menos três radiossondagens ao longo do dia e com dados disponíveis de fluxo superficial de calor. O local de lançamento das radiossondas era a 39° 06' 55" N e 96° 33' 48" O, e a região de lançamento era caracterizada por plantações de grama tipicamente utilizada para pastagem. Mais informações sobre a região do experimento e sobre as radiossondagens pode ser encontrada em Brutsaert e Sugita (1991) e Smith et al. (1994), e a Tabela 3.2 apresenta as datas e horários das radiossondas utilizadas.

Para a obtenção dos dados de fluxo superficial de calor, foram utilizados os dados obtidos com uma frequência temporal de 30 minutos por 5 estações meteorológicas de covariância turbulenta próximas ao local de lançamento das radiossondas. Mais informações sobre as estações meteorológicas está disponível no endereço eletrônico de *download* dos dados (<http://daac.ornl.gov/FIFE/fife.shtml>) Novamente, o vetor velocidade do vento e os fluxos de quantidade de movimento e de calor foram rotacionados para a direção média do vento naquele período através de uma rotação de duas dimensões usando o método do ajuste plano. O fluxo final estimado é a média dos dados de 5 estações, cuja localização é apresentada na Tabela 3.3.

3.3 Considerações gerais sobre os dados

É importante observar que os dados de Tijucas do Sul/PR foram obtidos através de uma nova técnica, o uso de VANT. Além disso, a quantidade de dados obtida é pequena, principalmente em relação aos fluxos superficiais de calor, que por serem medidos em uma única estação, podem não ser representativos da região como um todo. Diante disso, a proposta de utilização desses dados está na validação do uso de VANT para observações da camada limite atmosférica, e seus dados foram comparados com as teorias e conclusões prévias sobre o tema.

Já o experimento FIFE, além de apresentar um conjunto grande e significativo de dados, tanto de perfis verticais de temperatura como de fluxos superficiais de calor, já possui uma grande quantidade de trabalhos publicados, o que mostra a confiabilidade e consistência dos seus dados. Dessa forma, esses dados foram utilizados para desenvolver e validar novas teorias em torno do

comportamento da camada limite atmosférica.

Os dados de Tijucas do Sul/PR foram medidos próximo ao inverno (de junho a agosto de 2009 no hemisfério sul), enquanto que os dados do FIFE foram medidos próximo ao verão (de maio a outubro de 1987/89 no hemisfério norte). Essa observação é importante na hora de avaliar os resultados, pois além de serem representativos da região de medição eles também representam a época do ano em que foram medidos, visto que as características da camada limite atmosférica variam muito ao longo do ano. Vale ressaltar que os valores de altura da CLA observados nos perfis de temperatura potencial foram obtidos visualmente.

Tabela 3.2: Radiossondas do experimento FIFE utilizadas

Data	Hora local de lançamento
1987	
29 maio	0940 1226 1532 1755
30 maio	0806 0954 1052 1232 1404 1607 1729
31 maio	0811 0948 1107 1241 1357 1533 1647
1 junho	0808 0929 1117 1226 1353 1539 1739
3 junho	0934 1105 1235 1401 1543 1748
4 junho	0934 1058 1233 1406 1532 1707
5 junho	0810 0940 1056 1229 1532 1702
6 junho	0854 1210 1459
26 junho	0801 0938 1106 1237
27 junho	0817 0933 1231 1355 1534 1656
1 julho	0810 0928 1134 1237 1401 1540 1649
2 julho	0939 1108 1237 1351
3 julho	0929 1102 1223 1531 1647
5 julho	1137 1311 1436 1612
6 julho	0758 0920 1057 1234 1356 1536 1658
7 julho	1202 1254 1444
8 julho	0936 1103 1234 1401 1530 1656
9 julho	0817 0934 1116 1241 1405 1536 1655
10 julho	0824 0941 1115 1237 1404 1553 1701
9 agosto	0819 0931 1108 1234 1357 1531 1658
10 agosto	0804 0940 1054 1231 1400 1535 1655
11 agosto	0807 0926 1112 1228 1409 1603 1706
15 agosto	0926 1105 1234 1405 1530 1736
16 agosto	0801 0941 1056 1231 1402 1533 1659
18 agosto	0824 0921 1104 1233 1358 1537 1605
20 agosto	0807 0920 1100 1232 1426 1545 1649
5 outubro	0943 1231 1345 1458 1623
6 outubro	0849 1037 1204 1329 1505 1606
7 outubro	0904 1147 1326 1507 1609
8 outubro	0856 1018 1225 1339 1502 1607
11 outubro	0904 1009 1103 1226 1333 1434 1610
12 outubro	0901 1001 1101 1232 1330 1431 1535
13 outubro	0837 0935 1031 1126 1322 1437 1555
1989	
1 agosto	0830 0955 1128 1328 1527
2 agosto	0715 0828 0954 1127 1332 1537
4 agosto	0825 0956 1127 1327 1524
6 agosto	0829 0957 1126 1324 1523
7 agosto	0835 1125 1326 1526
10 agosto	0831 0959 1125 1327 1527
11 agosto	0825 1001 1136 1327 1525
12 agosto	0825 0959 1327 1527

Tabela 3.3: Estações de monitoramento de fluxo superficial de calor no experimento FIFE.

ID da estação	Coordenadas
4	39° 05' 01" N 96° 33' 94" O
26	38° 58' 31" N 96° 32' 35" O
16	39° 03' 07" N 96° 32' 28" O
28	39° 00' 22" N 96° 32' 04" O
22	39° 03' 02" N 96° 36' 41" O

4 Resultados

4.1 Estimativas de fluxo de entranhamento de calor sensível

Integrando a Eq. (2.87) de zero a z_i , para o escalar c igual a temperatura virtual potencial θ_v , o resultado obtido é

$$\text{cte} = \bar{\theta}_{vc} - 1,6 \frac{\overline{w'\theta'_v}|_0}{w_*} + 4,0 \frac{\overline{w'\theta'_v}|_i}{w_*}, \quad (4.1)$$

onde $\bar{\theta}_{vc}$ é a temperatura média ao longo de toda a camada limite convectiva. Essa constante leva à seguinte equação do perfil médio de temperatura virtual potencial na CLC:

$$\theta_v(z) = 0,8 \frac{\overline{w'\theta'_v}|_0}{w_*} \left[\left(\frac{z}{z_i} \right)^{-1/2} - 2,0 \right] - 2,0 \frac{\overline{w'\theta'_v}|_i}{w_*} \left[\left(1 - \frac{z}{z_i} \right)^{-1/2} - 2,0 \right] + \bar{\theta}_{vc}. \quad (4.2)$$

A partir da Eq. (4.2), é possível ajustar os perfis de temperatura potencial obtendo o valor do fluxo de entranhamento $(\overline{w'\theta'_v}|_i)$ para cada perfil, já que esse é o único parâmetro que não pode ser obtido pelos dados disponíveis. Para isso, foi utilizado o método dos mínimos quadrados não-linear Levenberg-Marquardt do programa livre Gnuplot® (<http://www.gnuplot.info/>).

O principal parâmetro que define a forma do perfil de escalares obtido pela Eq. (4.2) é a razão $R = \overline{w'\theta'_v}|_i / \overline{w'\theta'_v}|_0$, que pode ser interpretada como o valor assintótico do parâmetro A do modelo de crescimento da CLC quando o cisalhamento do vento na superfície tende a zero (Betts e Barr, 1996). A Figura 4.1 mostra a relação entre R e o perfil de escalares, que pode ser crescente ou decrescente na zona de entranhamento, dependendo do sinal de R . Esse comportamento do R no topo da CLC depende da característica do fluxo de entranhamento do escalar, sendo, por exemplo, negativo no caso do perfil de temperatura potencial e positivo no caso do fluxo de umidade, já que o ar que entra da atmosfera livre para a CLC é quente e seco.

Em seu trabalho, Betts e Ball (1994) desenvolveram um estudo para estimar um valor médio para R durante o experimento FIFE, utilizando 26 dos 33 dias com dados de radiossondas de 1987 (as mesmas radiossondas utilizadas no presente estudo), sendo selecionados os dados sem influência de precipitação. Para a estimativa de fluxos superficiais, eles utilizaram, além das 5 estações de covariâncias turbulentas utilizadas no presente estudo, outras 12 estações de razão de Bowen. Foram avaliadas as equações de balanço para a evolução da camada misturada e

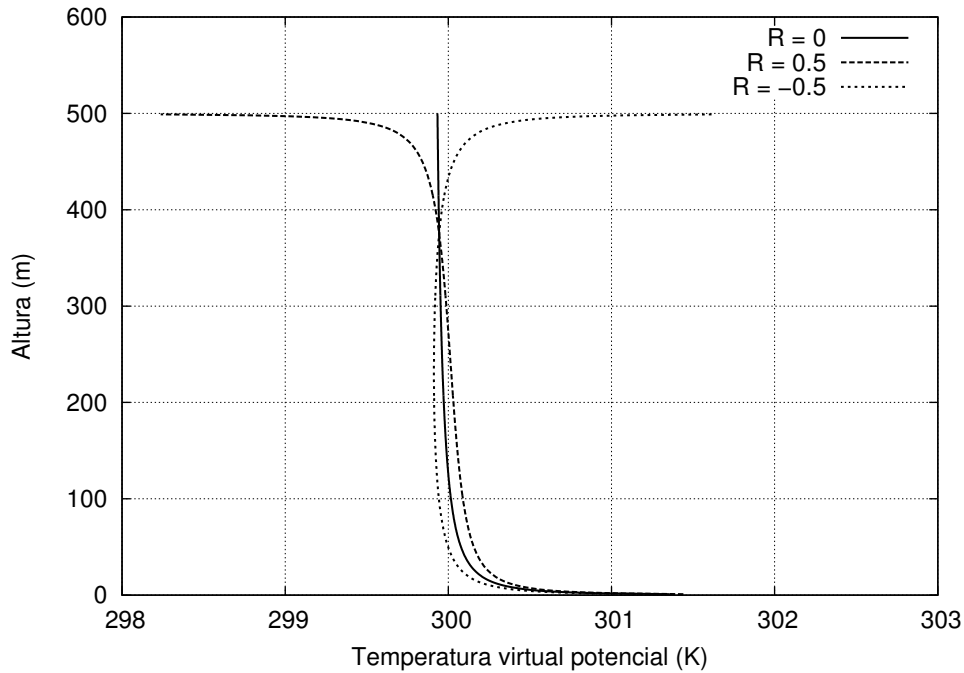


Figura 4.1: Exemplos de perfis de um escalar obtidos pela Eq. (4.2) para $z_i = 500\text{m}$, $w_* = 1,2\text{ms}^{-1}$, $\overline{w'\theta'_v}|_0 = 0,10\text{ms}^{-1}\text{K}$, $\overline{\theta}_{vc} = 300\text{K}$ e $R = 0$, $R = 0,5$ e $R = -0,5$.

crescimento da camada limite, com o objetivo de estimar o fluxo de entranhamento de calor e umidade no topo da CLA, e assim estimar o valor do parâmetro R . Foram utilizados os fluxos superficiais, as radiossondas promediadas em coordenadas de pressão e medições de avião (para estimar os termos de divergência e advecção horizontal, que foram posteriormente considerados desprezíveis), e o resultado obtido foi $R = -0,44 \pm 0,21$. Betts e Barr (1996) reavaliaram esse estudo utilizando um novo método de promediação, e encontraram um resultado de $-0,39 \pm 0,19$. Estimativas anteriores foram realizadas utilizando as medições feitas em aviões no mesmo período e local, também a partir de equações de balanço, e foram encontrados valores de $R = -0,43 \pm 0,12$ (Betts et al., 1990) e $R = -0,38 \pm 0,16$ (Betts et al., 1992)

4.1.1 Estimativas de fluxo de entranhamento de calor sensível em Tijucas do Sul/PR

A Figura 4.2 mostra um exemplo de ajuste do perfil de temperatura virtual potencial obtido em Tijucas do Sul/PR, para o dia 14/07/2009 às 12h (hora local). A partir dos valores de $\overline{w'\theta'_v}|_i$ obtidos pelo ajuste de todos os perfis de temperatura virtual potencial, é possível calcular os parâmetros A e B do modelo de crescimento da CLC (Eq. (2.62)). Se dividirmos a Eq. (2.61) por $\overline{w'\theta'_v}|_0$ temos a definição da variável R

$$R = -\frac{\overline{w'\theta'_v}|_i}{\overline{w'\theta'_v}|_0} = A + B\kappa\frac{-L}{z_i} \quad (4.3)$$

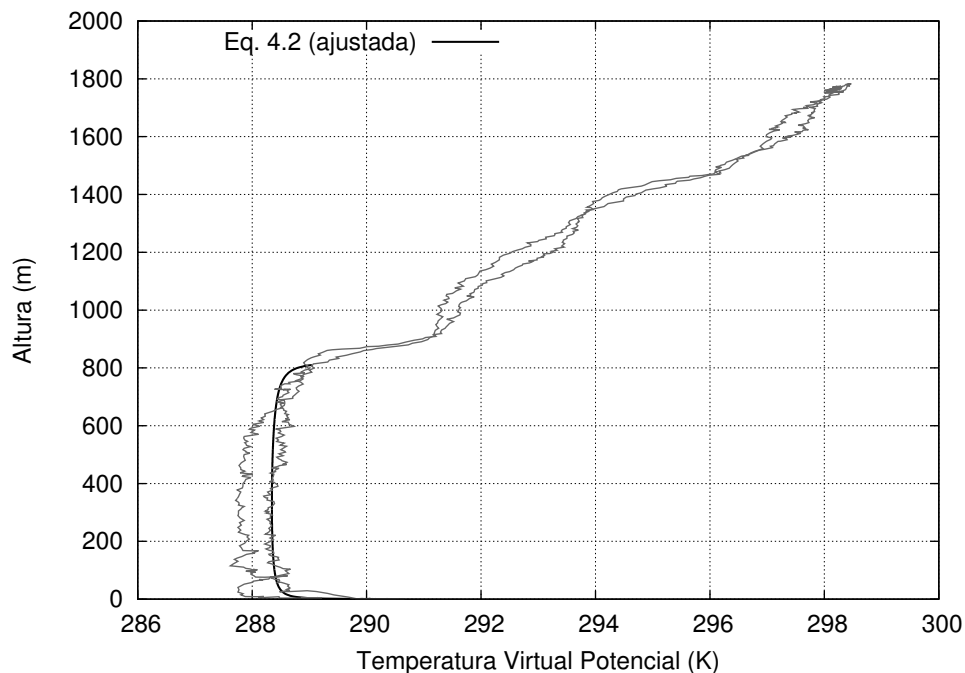


Figura 4.2: Eq. (4.2) ajustada para o perfil obtido na subida do voo de 14/07/2009 às 12h (hora local).

e A e B são os parâmetros da regressão linear de R versus $-\kappa L/z_i$. A Figura 4.3 apresenta essa regressão com os dados de 26 dos 27 voos, pois foi descartado um voo que ocorreu no final da tarde do dia 14/07/2009, cujo valor de $-L$ era igual a 170m (o único acima de 100m), o que indica que a convecção já estava fraca e que o perfil já representava o início da formação da camada residual (Fochesatto et al., 2001). Esse voo descartado é apresentado na figura pelo círculo aberto. A Figura 4.3 mostra também a regressão linear obtida por Kustas e Brutsaert (1987b), e a Tabela 4.1 mostra os valores obtidos para os parâmetros A e B da Eq. (2.62) por alguns autores, bem como nesse trabalho, para cada um dos 3 dias avaliados e para todos os dias juntos.

Tabela 4.1: Estimativas dos parâmetros A e B da Eq. (2.62).

	A	B
Kustas e Brutsaert (1987b)	$0,17 \pm 0,39$	$3,75 \pm 1,59$
Margulis e Entekhabi (2004)	0,4	0,0
Culf (1992)	0,5	0,0
Culf (1992)	0,2	5,0
Driedonks (1982)	0,2	5,0
04/06/2009	$0,16 \pm 0,06$	$176,27 \pm 13,66$
14/07/2009	$0,69 \pm 0,17$	$3,78 \pm 9,22$
11/08/2009	$0,38 \pm 0,09$	$5,91 \pm 3,20$
todos os voos	$0,55 \pm 0,08$	$6,55 \pm 4,14$

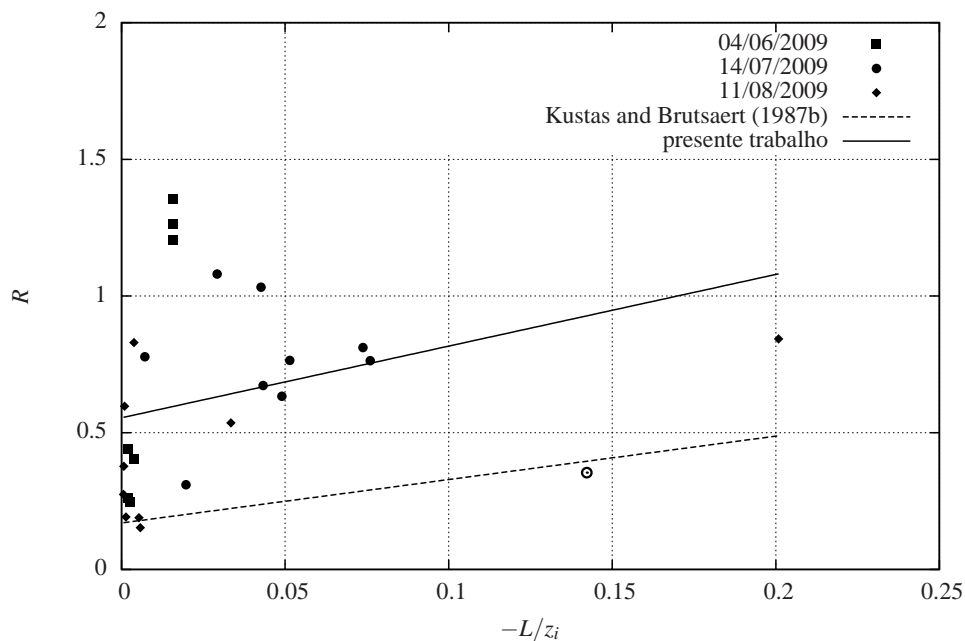


Figura 4.3: Regressão da Eq. (4.3): linha sólida, esse estudo; linha tracejada, resultado obtido por Kustas e Brutsaert (1987b). O círculo aberto é o resultado de um voo do final da tarde em 14/07/2009 que não foi usado na regressão.

4.1.2 Estimativas de fluxo de entranhamento de calor sensível no experimento FIFE

Do total de 41 dias avaliados no experimento FIFE, 13 apresentaram uma camada residual pelo menos na primeira radiossondagem do dia. São eles: 3, 4, 5 e 6 de junho, 10 e 11 de agosto, 6, 7 e 8 de outubro de 1987 e 7, 10, 11 e 12 de agosto de 1989. Segundo Smith et al. (1994), entre os dias 4 e 6 de agosto de 1989 houve uma passagem de frente fria no local, sendo que nos dias seguintes (de 7 a 12 de agosto) foi observado um período típico pós-frente fria, com baixa temperatura e umidade e alta pressão. Essas condições são favoráveis para a formação de uma camada residual no início da manhã, já que geram noites com uma camada estável fraca devido à presença de ventos fracos e não-turbulentos (Morris et al., 2010). Possivelmente condições sinóticas semelhantes foram responsáveis pela presença da camada residual no início da manhã em outros dias avaliados. A Figura 4.4 mostra os dados médios de temperatura (linha preta) e pressão (linha azul) na superfície, observados nos dias avaliados em 1987, com pontos marcando os dias em que foi observada a presença de CR no início da manhã. Em pelo menos dois dos três períodos com essa ocorrência (junho e outubro de 1987) há indícios de existir uma situação de pós-frente fria, com baixas temperaturas e altas pressões. Os dados de umidade são semelhantes aos dados de temperatura.

A Figura 4.5 mostra os perfis obtidos nos dias 9 e 10 de agosto de 1987. No dia 9 as 0819 (hora local), é possível observar que γ_θ é aproximadamente constante em z desde a inversão,

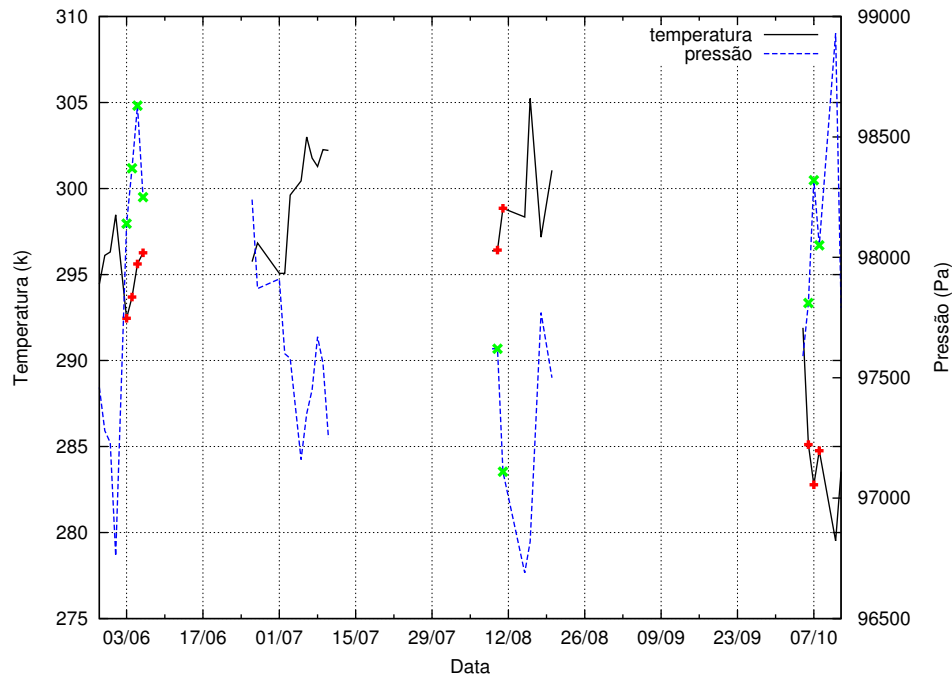


Figura 4.4: Dados médios de temperatura (linha contínua preta) e pressão (linha tracejada azul) para os dias de 1987 com radiossondas do experimento FIFE. Os pontos (vermelhos para temperatura e verdes para pressão) são referentes aos dias em que foi observada uma camada residual diurna.

em aproximadamente 500m de altura. Já no dia 10 as 0804, é possível observar a presença de uma camada residual entre os 400 e 1200m, que se colapsa com a nova camada convectiva em crescimento na segunda radiossondagem (as 0940), onde a CLC já atingiu os 1200m, um valor alto se comparado ao dia anterior, que apresentou uma CLC com metade dessa altura no mesmo horário.

A utilização da Eq. (4.2) com os dados do FIFE gerou três tipos de resultados distintos: um resultado em que o fluxo de entranhamento de calor $\overline{w'\theta'_v}|_i$ foi estimado como sendo positivo (fluxo para cima, $R > 0$); o resultado clássico em que o fluxo de entranhamento é negativo (para baixo) e menor em módulo que o fluxo superficial de calor ($0 < R < -1$); e um terceiro caso em que o fluxo de entranhamento é negativo e maior em módulo que o fluxo superficial de calor ($R < -1$). A Tabela 4.2 mostra os resultados obtidos para o fluxo de entranhamento em cada um dos três casos, bem como os valores dos parâmetros médios da CLC para cada um deles, para os 28 dias em que não foi observada camada residual. Já a Tabela 4.3 apresenta o mesmo resultado para os 13 dias com a presença da camada residual.

Com esses resultados, é possível observar que a maioria dos casos (116 de 212 sondagens) correspondem ao comportamento clássico, em que o fluxo de entranhamento é negativo e menor que o fluxo superficial. Esse comportamento em média foi observado no meio do dia (em torno das 1230h, hora local), que é o momento do dia em que a CLC está bem definida e estabilizada. Além disso, são os casos em que o fluxo médio de calor superficial é maior, em dias com ou

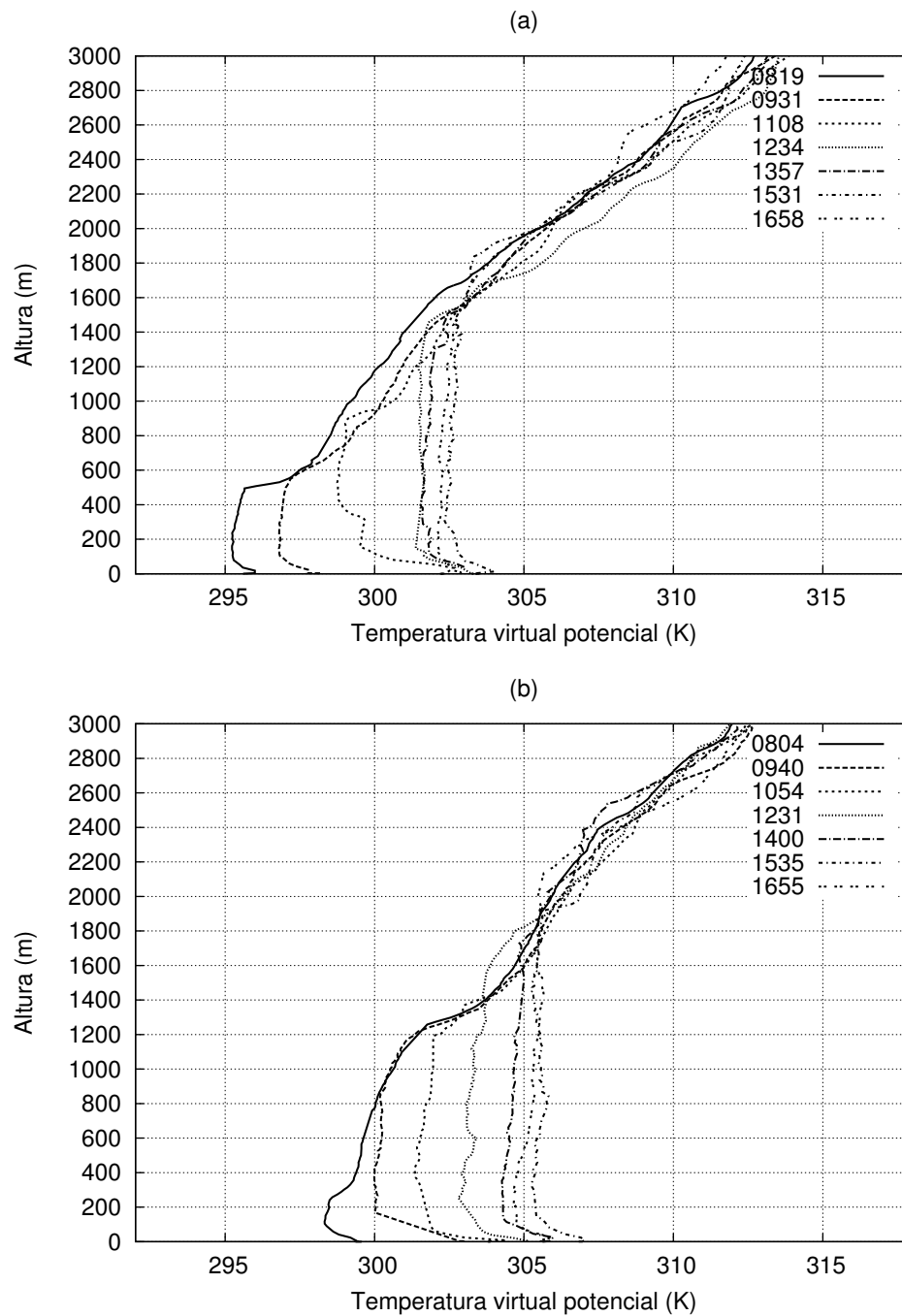


Figura 4.5: Perfis de temperatura potencial virtual obtidos nos dias 9 (a) e 10 (b) de agosto de 1987 por radiossondagem (hora local).

Tabela 4.2: Fluxos de entranhamento e parâmetros para os três tipos de resultados obtidos nos dados do FIFE, para os dias sem camada residual

	$R > 0$	$0 < R < -1$	$R < -1$
número de sondagens	45	81	18
R	$0,48 \pm 0,65$	$-0,36 \pm 0,28$	$-1,72 \pm 0,80$
$\overline{w'\theta'_v} _i$ (m/s K)	$0,05 \pm 0,05$	$-0,03 \pm 0,03$	$-0,08 \pm 0,06$
$\overline{w'\theta'_v} _0$ (m/s K)	$0,10 \pm 0,05$	$0,10 \pm 0,5$	$0,05 \pm 0,03$
HORA (local)	1055 ± 0222	1231 ± 0210	1443 ± 0203
z_i (m)	636 ± 310	1020 ± 344	1189 ± 263
$-L$ (m)	89 ± 77	87 ± 103	303 ± 169
w_* (m/s)	$1,26 \pm 0,31$	$1,43 \pm 0,32$	$1,14 \pm 0,28$
$\overline{\theta}_{vb}$ (K)	298 ± 6	300 ± 7	304 ± 4
A	$-0,63 \pm 0,14$	$0,39 \pm 0,04$	$1,76 \pm 0,30$
B	$0,89 \pm 1,70$	$-0,57 \pm 0,60$	$-0,41 \pm 2,13$

Tabela 4.3: Fluxos de entranhamento e parâmetros para os três tipos de resultados obtidos nos dados do FIFE, para os dias com camada residual

	$R > 0$	$0 < R < -1$	$R < -1$
número de sondagens	18	35	15
R	$0,39 \pm 0,29$	$-0,46 \pm 0,30$	$-1,86 \pm 0,75$
$\overline{w'\theta'_v} _i$ (m/s K)	$0,05 \pm 0,04$	$-0,06 \pm 0,05$	$-0,12 \pm 0,11$
$\overline{w'\theta'_v} _0$ (m/s K)	$0,12 \pm 0,05$	$0,15 \pm 0,08$	$0,07 \pm 0,06$
HORA (local)	1011 ± 0207	1244 ± 0205	1351 ± 0256
z_i (m)	829 ± 617	1571 ± 623	2024 ± 386
$-L$ (m)	37 ± 35	52 ± 55	108 ± 123
w_* (m/s)	$1,37 \pm 0,46$	$1,88 \pm 0,45$	$1,53 \pm 0,46$
$\overline{\theta}_{vb}$ (K)	296 ± 7	297 ± 5	298 ± 6
A	$-0,43 \pm 0,09$	$0,51 \pm 0,05$	$1,70 \pm 0,26$
B	$1,14 \pm 1,47$	$-2,23 \pm 1,07$	$7,71 \pm 7,95$

sem CR. A altura média da CLC nesses casos é acima dos 1000m, evidenciando a presença de uma turbulência bem desenvolvida em toda a CM, e a temperatura média na CM é intermediária, correspondente ao fato de ser no meio do dia. Para essa situação, o parâmetro médio R foi igual a $-0,36$ e $-0,46$, respectivamente para os dias sem e com CR, o que está próximo ao valor de $R = -0,44$ obtido por Betts e Ball (1994) para a estimativa média de fluxo de entranhamento no mesmo experimento.

Os casos em que o fluxo de entranhamento obtido foi positivo ($R > 0$), foram observados em média em torno das 1030h, hora local. Eles correspondem às primeiras sondagens do dia, quando o fluxo superficial possivelmente foi muito alto (médias de $0,10$ e $0,12 \text{ ms}^{-1}\text{K}$) para a altura observada (médias de 636 e 829 m), e a maneira que a Eq. (4.2) tem de compensar isso é liberando calor para a atmosfera livre, sendo que provavelmente essa energia foi de fato perdida de outras formas, como por exemplo através de advecção horizontal (Betts e Barr, 1996). A

temperatura da CM média observada foi a menor dos três casos, por corresponder a sondagens no início do dia.

O terceiro caso, em que o fluxo de entranhamento foi negativo e maior que o fluxo superficial, foi observado em média em torno das 1400h, hora local. Isso demonstra que esse resultado pode ser uma tendência do modelo utilizado em condições após o pico de radiação, onde o fluxo superficial de calor começa a diminuir (média de 0,05 e 0,07 ms^{-1}K), mas a altura da CLC continua grande (em média, 1189 e 2024m). Esta seria uma maneira do modelo compensar a ausência de fluxo superficial suficiente para manter uma altura maior da CLC. As temperatura médias na CM observadas nessa situação foram as maiores, já que corresponderem a sondagens realizadas após o meio dia.

A Figura 4.6 mostra a evolução dos valores de R ao longo das horas do dia, bem como a regressão linear dos dados, que representa bem o comportamento do parâmetro que vai de valores maiores que zero no início do dia a valores menores que -1 no final da tarde.

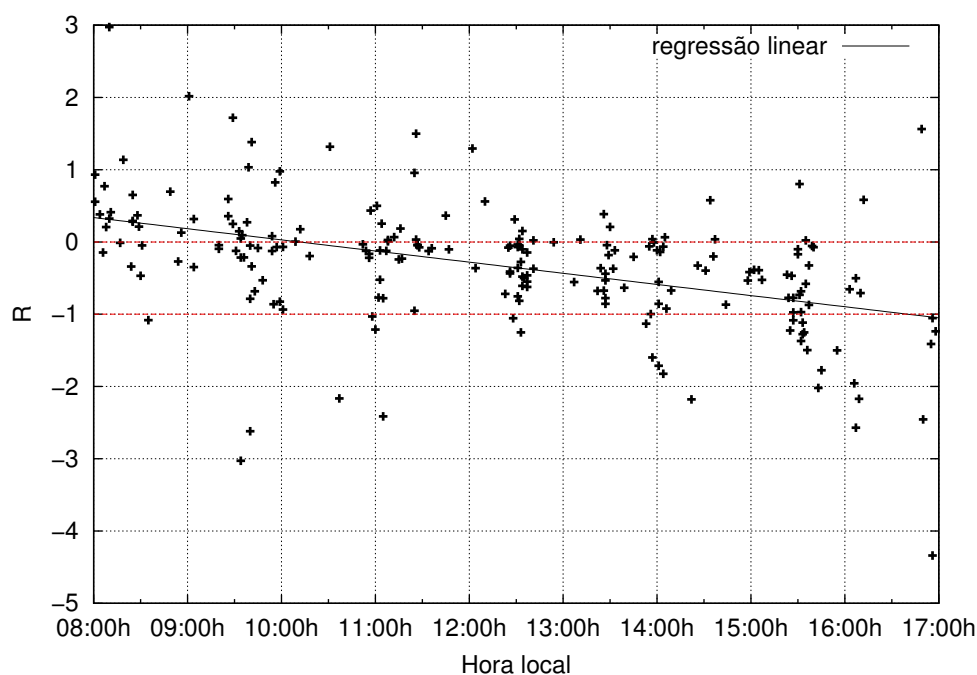


Figura 4.6: Evolução do parâmetro R ao longo das horas do dia. A linha preta contínua apresenta a regressão linear dos dados em função da hora local, e as linhas tracejadas representam $R = 0$ e $R = -1$

A Figura 4.7 mostra um exemplo da ocorrência dos três casos no dia 31 de maio de 1987. Na Figura 4.7-a, é possível observar o modelo com um $R > 0$ às 0811h (hora local), em que o perfil estimado de temperatura potencial virtual não se ajusta corretamente à observação, já que estima um fluxo positivo de entranhamento de calor o que gera um perfil invertido no topo da CLC (Wyngaard e Brost, 1984). Na Figura 4.7-b, há um exemplo do caso clássico em que $0 < R < -1$, que ocorreu às 1107h. Já na 4.7-c (perfil observado às 1533h) é observado um

exemplo em que $R < -1$, que apesar de apresentar um perfil aparentemente correto, foi estimado um fluxo de entranhamento maior que o fluxo superficial.

Comparando os dados dos dias sem e com camada residual, podemos observar que os dias com CR apresentaram os maiores valores médios de z_i , pois sua presença permite o alcance de alturas da CLC maiores. Apesar dessa diferença, o parâmetro R não apresentou diferenças significativas nos dois casos, ficando seu valor próximo aos observados na literatura para o caso clássico, em que $0 < R < -1$, e fora dos padrões normais para as outras duas situações. Isso possivelmente se deve ao fato de que independentemente do valor de γ_θ acima da inversão, o valor de R tende a permanecer aproximadamente constante (Sun e Wang, 2008), o que torna a presença da camada residual irrelevante em relação à estimativa do fluxo de entranhamento.

O parâmetro B , que representa a influência da produção de turbulência por cisalhamento no modelo de crescimento da CLC, apresentou resultados não físicos (valores negativos que indicariam que a turbulência por cisalhamento diminui a altura da CLC) e fora dos padrões da literatura para o caso em que $0 < R < -1$, com ou sem CR. Esse parâmetro é mais importante no início da manhã e no final da tarde, quando a turbulência mecânica é mais significativa, e diversos valores já foram utilizados em trabalhos que usaram o modelo de crescimento da Eq. (2.62), que vão desde $B = 0$ (Brutsaert (1987), Culf (1992)) até $B = 5$ (Driedonks (1982), McNaughton e Spriggs (1986)). De maneira geral esse parâmetro só é importante quando o fluxo superficial de calor é muito fraco (Tennekes, 1973), e provavelmente nessas condições o modelo do Wyngaard e Brost (1984) não é adequado para estimar o fluxo de entranhamento, e por isso os valores de B não são obtidos com confiança.

A observação desses resultados mostra que o modelo sugerido por Wyngaard e Brost (1984), com todas as suas simplificações, corresponde apenas a casos com fluxos superficiais de calor sensível altos e conseqüentemente com turbulência bem desenvolvida. Por ser um modelo instantâneo que apresenta como parâmetros apenas os fluxos superficial e de entranhamento de calor, a altura da CLC z_i , a velocidade característica da CM w_* , e a temperatura média na CM $\bar{\theta}_{vb}$, ele não é capaz de representar bem o comportamento observado no início do crescimento da CLC, quando a turbulência da camada ainda está se desenvolvendo, nem o final do ciclo da CLC, quando a camada se estabiliza numa altura grande e o fluxo superficial começa a diminuir. Por isso, a Eq. (4.2) pode ser utilizada para estimar o fluxo de entranhamento de calor satisfatoriamente apenas nas situações no meio do dia. Se for considerado o comportamento médio nesse período, para as situações observadas com e sem CR, o resultado obtido está de acordo com as observações da literatura para os parâmetros $R = -0,39 \pm 0,29$ e $A = 0,43 \pm 0,03$, enquanto que o parâmetro $B = -1,06 \pm 0,52$ não é físico. Esse resultado médio foi considerado satisfatório quando comparado aos resultados obtidos por Betts e Ball (1994) e Betts e Barr (1996) no mesmo experimento.

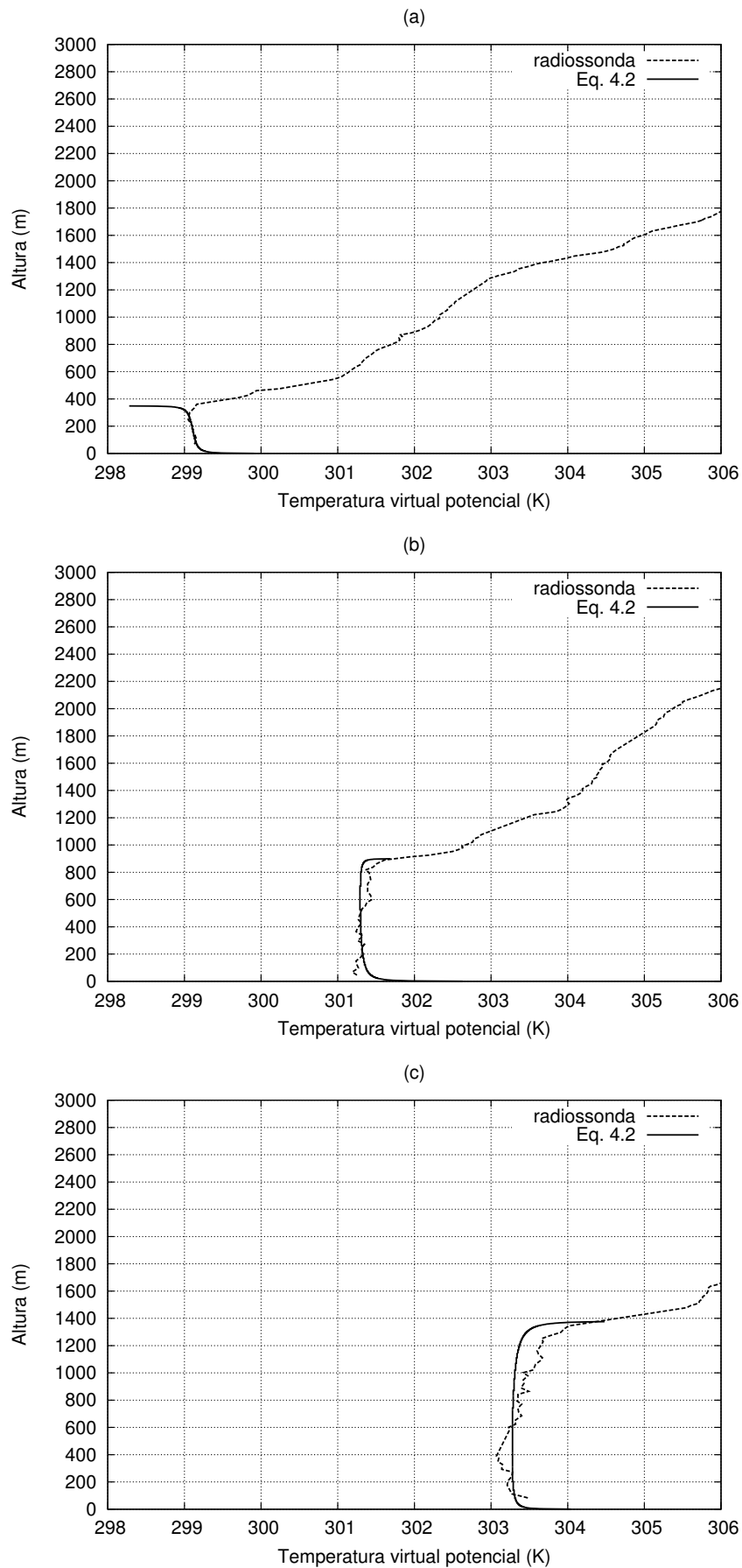


Figura 4.7: Perfis de temperatura potencial virtual obtidos no dia 31 de maio de 1987 com o ajuste da Eq. (4.2), para as 0811h (a), 1107h (b) e 1533h(c).

4.2 Modelo de crescimento da camada limite convectiva

Para a avaliação das principais características dos dados disponíveis nesse estudo, foram comparadas as alturas da CLC obtidas visualmente a partir dos perfis de temperatura virtual potencial com o modelo de crescimento mais comumente utilizado, a Eq. (2.62). No caso dos dados de Tijucas do Sul/PR, por terem sido obtidos por um método não convencional (o uso de VANT), as alturas medidas foram comparadas com o modelo utilizando os parâmetros citados pela literatura. Já no caso dos dados do experimento FIFE, que foram obtidos por radiossondas (método consolidado) e já foram avaliados por diversos estudos anteriores, o modelo de crescimento foi avaliado sob uma nova ótica, com os parâmetros obtidos anteriormente nesse estudo.

4.2.1 Modelo de crescimento da CLC em Tijucas do Sul/PR

O modelo de crescimento representado pela Eq. (2.62) foi avaliado com os dados do experimento de Tijucas do Sul/PR, e comparado com os valores de altura da CLC observados nos perfis de temperatura virtual potencial. Para isso, foi considerado uma altura inicial igual a 10 m, os valores de $\overline{w'\theta'_v}|_0$ obtidos a cada 10 min pela estação micrometeorológica presente no local, γ_θ observado nos perfis de temperatura virtual potencial e os parâmetros $A = 0,2$ e $B = 2,5$ definidos em trabalhos anteriores (Tennekes (1973), McNaughton e Spriggs (1986), Batchvarova e Gryning (1990)). A Figura 4.8 mostra os resultados obtidos. Nela, podemos observar que o modelo capturou a evolução da CLC ao longo do dia corretamente nos dias 14/07/2009 e 11/08/2009, mas subestimou seu valor em 04/06/2009. O último caso pode estar relacionado com o fato de A e B serem fixos e pré-determinados, por uma possível subestimação do fluxo de calor sensível pela torre meteorológica ou por efeitos de advecção horizontal (Hipps et al., 1994), por exemplo. Se examinarmos o fluxo de calor sensível observado nos três dias (Figura 4.9), é possível perceber que os fluxos foram menores no dia 04/06/2009 (média de $0,047 \text{ ms}^{-1}\text{K}$), moderados no dia 14/07/2009 (média de $0,069 \text{ ms}^{-1}\text{K}$) e mais fortes no dia 11/08/2009 (média de $0,096 \text{ ms}^{-1}\text{K}$). No último dia foi observada uma subsidência com $w_s = -0,025 \text{ m/s}$, cujo efeito impediu a CLC de crescer mais mesmo com fluxos maiores, e o efeito no modelo caso a subsidência não fosse considerada pode ser observado na Figura 4.8-c, cujos erros chegariam a 400 m no final do dia. Já no dia 04/06/2009 não foi observado nenhum outro fenômeno que pudesse compensar os baixos fluxos de calor sensível e que fosse capturado pela Eq. (2.62).

O ajuste dos parâmetros A e B aos dados do dia 04/06/2009 (método dos mínimos quadrados Levenberg-Marquardt do programa GnuPlot®) gerou o resultado de $A = 0,86$ e $B = 108$ (Figura 4.8-a), valores muito acima dos apresentados na literatura, ou seja, nem os parâmetros clássicos nem o resultado obtido pela estimativa do fluxo de entranhamento de calor apresentada na seção anterior são capazes de representar bem a altura observada nesse dia. Isso mostra que há limi-

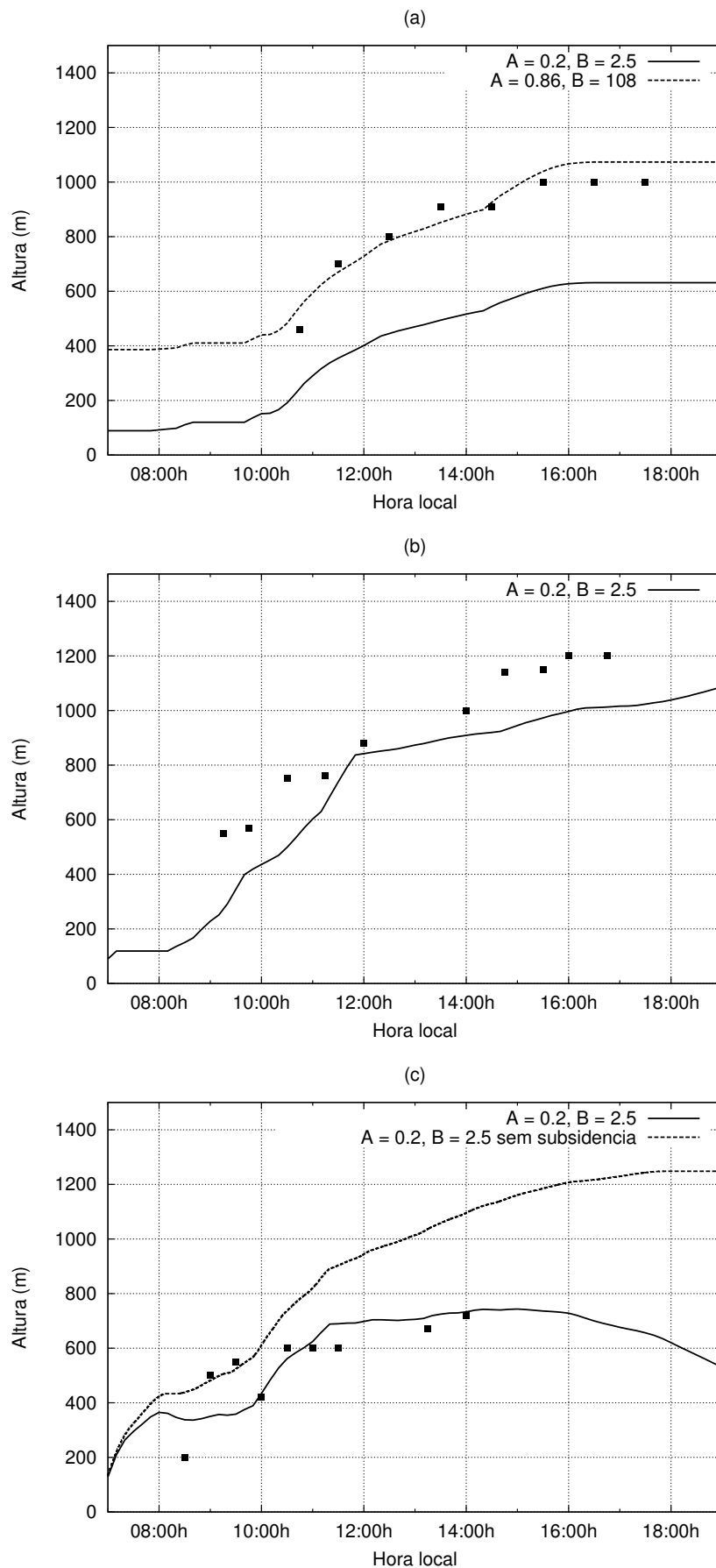


Figura 4.8: Modelo de crescimento da CLC (Eq. (2.62)) com $A = 0,2$, $B = 2,5$ (linha sólida) e valores observados (quadrados): (a), 04/06/2009; (b), 14/07/2009; (c), 11/08/2009, A linha tracejada em (a) mostra o modelo com A calibrado para o dia.

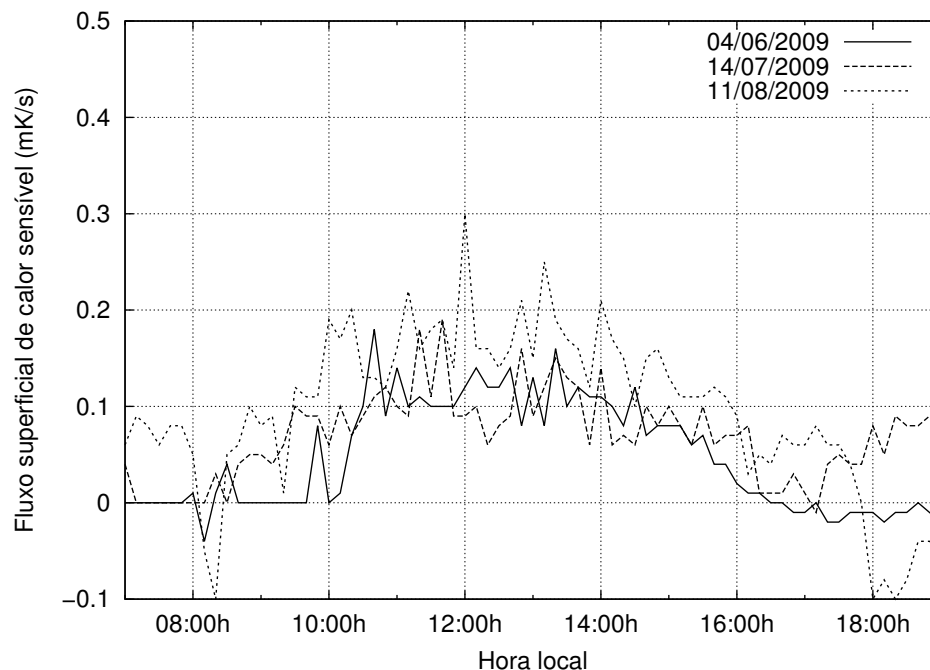


Figura 4.9: Fluxo de calor sensível na superfície observado pela estação meteorológica de Tijucas do Sul/PR nos dias 04/06/2009, 14/07/2009 e 11/08/2009

tações no uso da Eq. (2.62) para a previsão de altura da CLC utilizando apenas dados obtidos em superfície, ou que os fluxos superficiais utilizados não são representativos do fluxo médio da região responsável pelo crescimento da CLC, já que foi utilizada apenas uma estação de medição de fluxo superficial de calor nesse estudo.

As estimativas de erros obtidas nesse experimento em cada um dos três dias são apresentadas na Tabela 4.4. Os valores de raiz do erro médio quadrático e de coeficiente de correlação também foram apresentados em Beyrich (1995), cujos valores obtidos para os mesmos parâmetros (exceto pela ausência de velocidade w_s) foram $r = 0,77$ e $REMQ = 323,5$ m, ambos piores do que o obtido nesse experimento, mesmo para o dia 04/06/2009 que apresentou um resultado mais de 100m abaixo do ocorrido. Já Culf (1992) apresentou os erros obtidos pelo mesmo modelo com os mesmos parâmetros, através do r^2 (coeficiente de determinação) e do coeficiente angular da reta da regressão linear entre as alturas estimadas e observadas, obtendo os resultados de 0,86 e 0,78, respectivamente, resultado comparável ao obtido nos dois primeiros dias desse experimento (que, assim como considerado no experimento do Culf (1992), também apresentaram $w_s = 0$). Isso demonstra que a ordem de grandeza do erro obtido está de acordo com a expectativa, para os valores de parâmetros mais utilizados na literatura e para o tipo de informação disponível.

Tabela 4.4: Erros obtidos pelo modelo de crescimento no experimento de Tijucas do Sul/PR

	04/06/2009	14/07/2009	11/08/2009
erro médio absoluto (m)	105,67	49,40	25,16
raiz do erro médio quadrático (m)	196,41	89,73	50,37
coef. correlação (r)	0,98	0,94	0,81
coef. determinação (r^2)	0,96	0,88	0,65
coef. angular da regressão linear	0,72	0,99	1,01

4.2.2 Modelo de crescimento da CLC com os dados do experimento FIFE

No estudo dos dados do FIFE, foi interessante avaliar qual o efeito da presença de uma camada residual no início da manhã no modelo de crescimento da CLC. Para avaliar esse efeito, foi utilizada a Eq. (2.62) com os valores de $\overline{w'\theta'_v}|_0$ e L medidos pelas estações de fluxos superficiais, $\kappa = 0,4$, w_s e γ_θ estimados pelas radiossondas, $A = 0,43$ obtidos pela estimativa do $\overline{w'\theta'_v}|_i$ para todos os perfis de temperatura virtual potencial do FIFE (apresentada na seção anterior) e $B = 0$, já que este parâmetro apresentou resultados incertos.

No modelo de crescimento da CLC, se for considerado, nos dias com a presença de camada residual, um γ_θ constante e correspondente à atmosfera livre, o modelo fica muito abaixo da altura observada. Se forem utilizados dois γ_θ 's distintos, o primeiro correspondente ao gradiente da camada residual e o segundo correspondente à atmosfera livre, sendo o primeiro utilizado enquanto a CLC não colapsar totalmente com a camada residual, então o modelo consegue atingir alturas equivalentes às observadas. A Figura 4.10 é um exemplo disso, e mostra que quando utilizado apenas γ_θ da atmosfera livre o modelo atinge uma altura máxima de 1400 m, enquanto que quando considerado também γ_θ da camada residual (região com linha contínua da Figura 4.10-a), o modelo atinge 1800 m, altura correspondente à inversão observada durante a tarde naquele dia.

Os erros obtidos pelo modelo em dias com a presença da camada residual, com a utilização de um ou dois γ_θ 's, podem ser observados na Tabela 4.5. Nela é possível observar que no primeiro caso o modelo ficou praticamente todo o tempo abaixo das observações (viés - diferença média entre os valores estimados e observados - quase igual ao erro médio absoluto), com erro médio de mais de 700 m, enquanto que no segundo caso, os erros ficaram na ordem de 200 m. Um valor de REMQ na ordem de 80m foi considerado muito bom por Driedonks (1982) devido à complexidade do fenômeno, enquanto que Beyrich (1995) encontrou valores entre 150 e 300 m, variando os parâmetros do modelo, resultado também considerado satisfatório.

A Tabela 4.6 mostra os erros obtidos pelos dias que apresentaram camada residual e pelos outros dias avaliados, já com a utilização dos dois γ_θ 's. Nela, é possível observar que os erros apresentaram a mesma ordem de grandeza em ambos os casos, mostrando que o modelo consegue

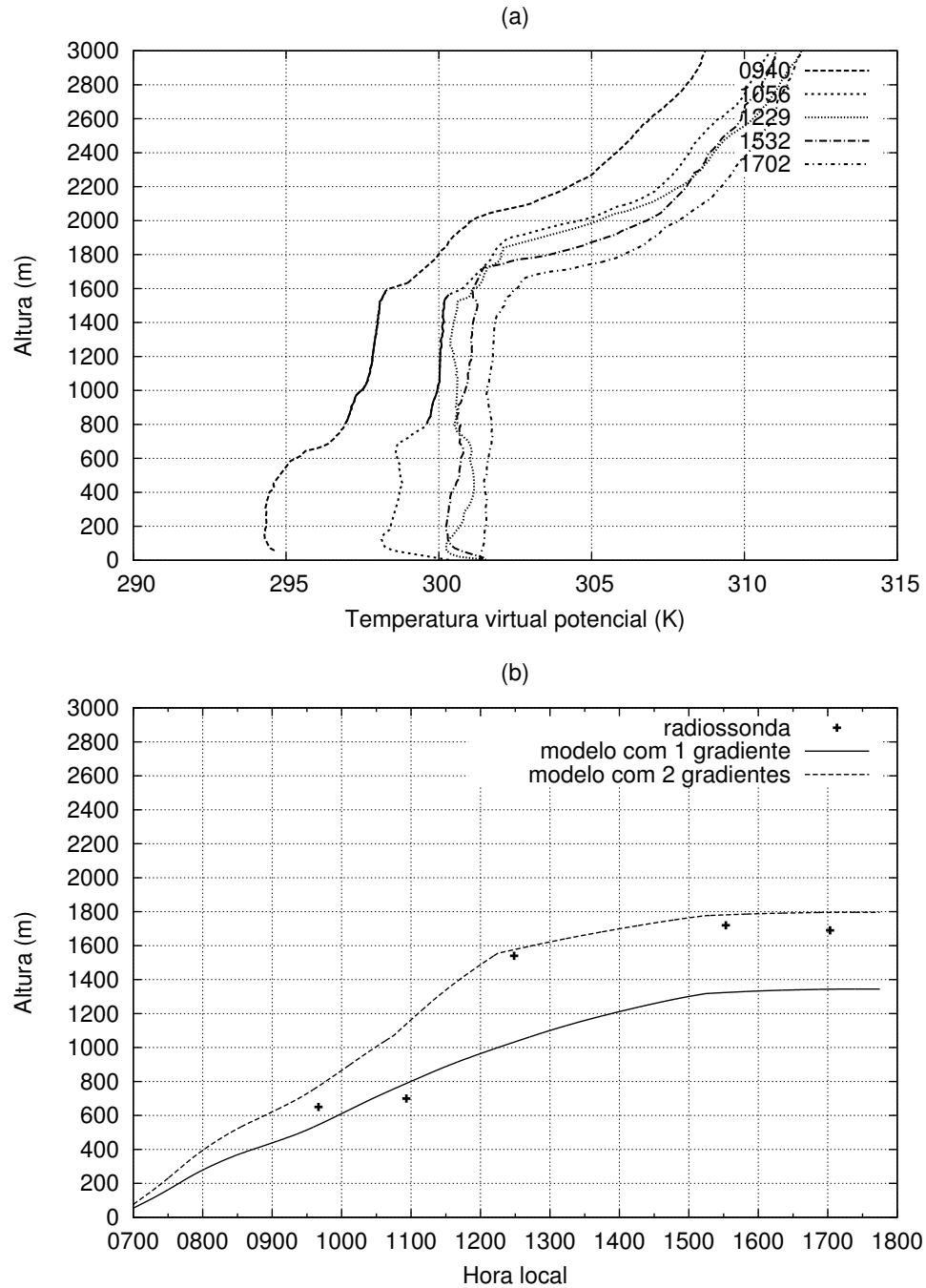


Figura 4.10: Perfis de temperatura virtual potencial obtidos no dia 5 de junho de 1987, com a camada residual em linha contínua preta (a), e resultado do modelo de crescimento com 1 e 2 gradientes γ_{θ} 's para o mesmo dia (b).

Tabela 4.5: Erros obtidos pelo modelo de crescimento da CLC (Eq. (2.62)) nos dias com camada residual

	Modelo com 1 γ_θ	Modelo com 2 γ_θ 's
erro médio absoluto (m)	761,06	195,33
viés (m)	-753,92	130,34
raiz do erro médio quadrático (m)	947,68	256,85

reproduzir as duas situações de maneira similar.

Tabela 4.6: Erros obtidos pelo modelo de crescimento da CLC (Eq. (2.62)) nos dias com camada residual e sem camada residual

	Dias com CR	Dias sem CR
número de dias	13	28
erro médio absoluto (m)	195,33	265,38
viés (m)	130,34	106,43
raiz do erro médio quadrático (m)	256,85	342,24

Sorbjan (1996) sugeriu que na presença de uma camada residual no início da manhã, a utilização de um modelo de crescimento da CLC em função do fluxo de entranhamento de calor não seria adequado, já que o fluxo de calor tende a zero quando γ_θ também tende a zero. Por isso, o autor sugere que seja utilizada a Eq. (2.62) com $A = B = 0$, em que $dz_i/dt = cw_*$, onde w_* é a escala de velocidade da CM e c é uma constante (entre 0,16 e 0,20). Entretanto, como mostram esses resultados, é possível utilizar a Eq. (2.62) se considerar um γ_θ pequeno o suficiente que caracterize a condição de estabilidade neutra da CR, e dessa forma os resultados obtidos são compatíveis aos obtidos em dias sem a presença da camada residual.

4.3 Análise Espectral de Dados de Tijucas do Sul/PR

Como os dados de temperatura medidos pelo VANT em Tijucas do Sul/PR foram coletados a uma frequência de 1 Hz, é possível extrair espectros $F_\theta(\kappa)$ deles. O mesmo não pode ser feito com os dados de radiossonda, pois a frequência de medição é bem menor (aproximadamente 0,2 Hz).

Para a obtenção dos espectros, foi utilizado um filtro espectral de passa-alta cuja base é a Transformada Rápida de Fourier (FFT, da sigla em inglês *Fast Fourier Transform*, Press et al. (1992, p.195)), programada para as bases 2, 3 e 5 com janela de 15 a 30s, para extração das flutuações dos dados. A Figura 4.11-a mostra um exemplo de série de dados brutos, com o respectivo filtro de passa-baixa, e suas flutuações são apresentadas na Figura 4.11-b. Nela é possível perceber que o filtro de passa-baixa tem o mesmo valor nas extremidades, o que leva a um efeito direto nas extremidades da série de dados de flutuação. Isso ocorre devido à natureza periódica

da série de Fourier, que tem como premissa o fato de que a série deve começar e terminar no mesmo valor. Nesse exemplo da Figura 4.11 há uma diferença de aproximadamente 0,59 K entre o início e o final da série de dados, o que ocorreu em praticamente todas as séries avaliadas. Nessa situação, Kaimal e Kristensen (1991) sugerem a utilização da técnica de *tapering*, que é a multiplicação da série de dados por uma função matemática. A função sugerida pelos autores, chamada de janela *Hamming*, é definida pela equação

$$W(l) = 0,54 + 0,46 \cos \frac{2\pi l}{N}, \quad (4.4)$$

tal que N é o número total de pontos da série de dados e l variando de 1 a N . A aplicação do *tapering* na série de dados de flutuação é apresentada na Figura 4.11-c, que mostra que esse processo suaviza o problema nas extremidades da série.

A Figura 4.12 mostra os espectros obtidos sem e com o *tapering* nas flutuações do dia 04/06/2009 às 15:30h. No espectro com *tapering*, foi aplicada uma correção para compensar a perda de amplitude, que consiste em multiplicar o espectro pelo fator 2,52 (Kaimal e Kristensen, 1991). Mesmo após a correção, é possível observar que o espectro com *tapering* apresenta uma densidade espectral menor que o espectro original, fato que pode ser observado pelo coeficiente linear da reta que ajusta o espectro na Figura 4.12 (a reta foi ajustada para ter sempre um coeficiente angular igual a $-5/3$). Essa perda de densidade espectral é previsível pela técnica de *tapering*, visto que ela deve ser aplicada a séries curtas que tendem a superestimar a densidade espectral da variável (Kaimal e Kristensen, 1991). Além disso, é possível observar na Figura 4.12 que o espectro ficou muito mais "espalhado" após o *tapering*, fazendo com que ele perca a sua forma original. Por isso, foi descartado o uso da técnica de *tapering* nesse trabalho.

Para a avaliação da qualidade dos dados medidos pelo VANT, foi realizado um voo horizontal de 1 km no dia 20/04/2011 às 10:00h (hora local). O voo foi realizado a uma altura média de 200m, com uma velocidade horizontal média de 17 m/s, e a interpolação das alturas da CLC observadas em perfis realizados antes e depois do voo horizontal gerou uma estimativa de $z_i = 500$ m para esse voo. A Figura 4.13 mostra o espectro normalizado pela Eq. (2.43), além das retas que representam o espectro teórico com a taxa de dissipação normalizada da Eq. (2.45) com $b = 0,63$ e $0,83$. Apesar do espectro medido estar abaixo dos limites da literatura, ele está muito próximo e com o mesmo comportamento e ordem de magnitude do espectro teórico. Esse resultado foi considerado satisfatório para a validação da técnica utilizada na medição de flutuações de temperatura virtual potencial.

Para cada um dos voos verticais realizados nos dias 04/06/2009, 14/07/2009 e 11/08/2009, foi calculado o espectro com a série de dados da subida do avião e outro com a série de dados da descida. Foi feita uma combinação desses dois espectros ordenando pela frequência, e o resultado final foi suavizado por uma média geométrica tanto na frequência quanto na densidade espectral.

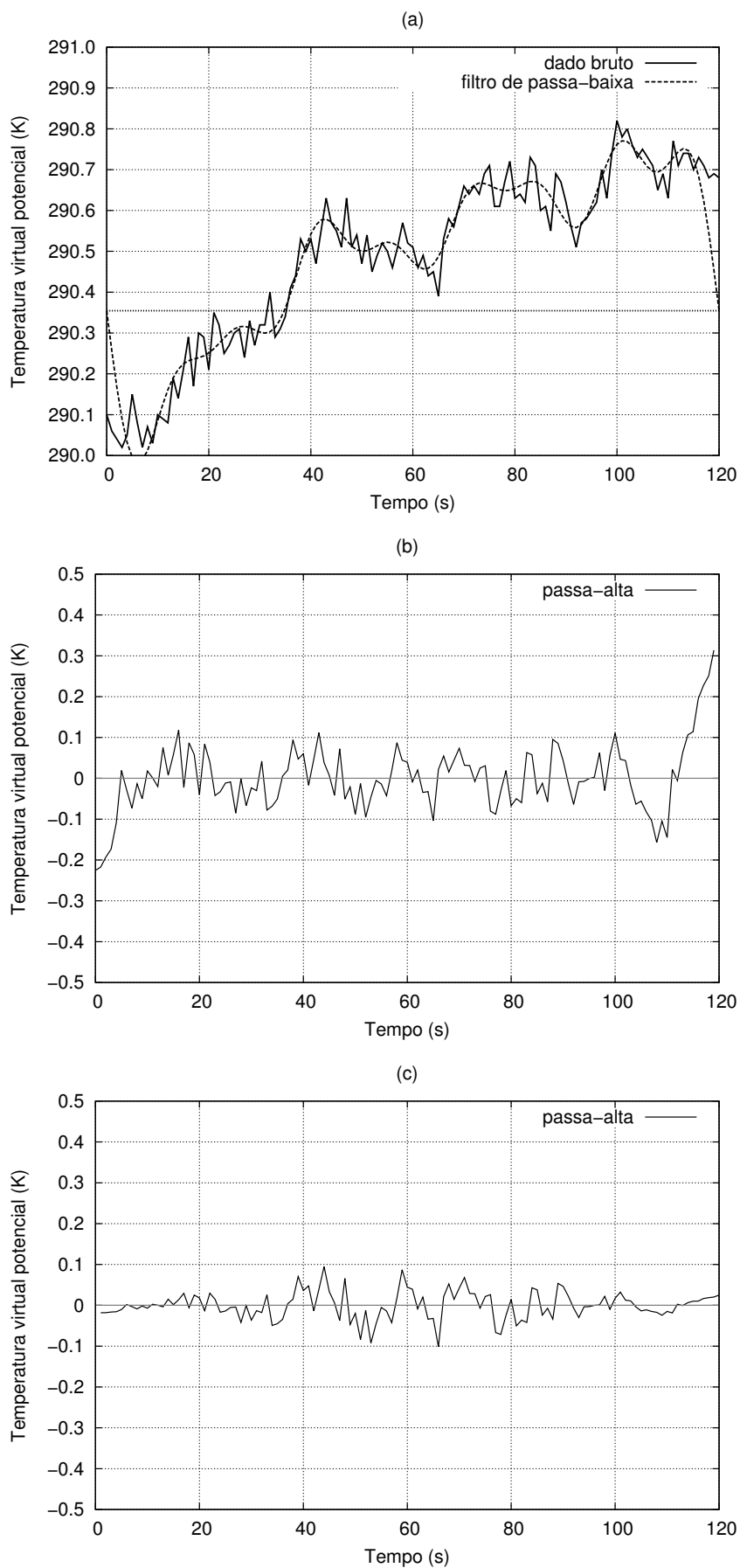


Figura 4.11: Temperatura virtual potencial na camada misturada: (a) dados brutos e filtro de passa-baixa; (b) flutuações (filtro de passa-alta); (c) flutuações após o *tapering*, para o voo de 14/07/2009 as 15:30h.

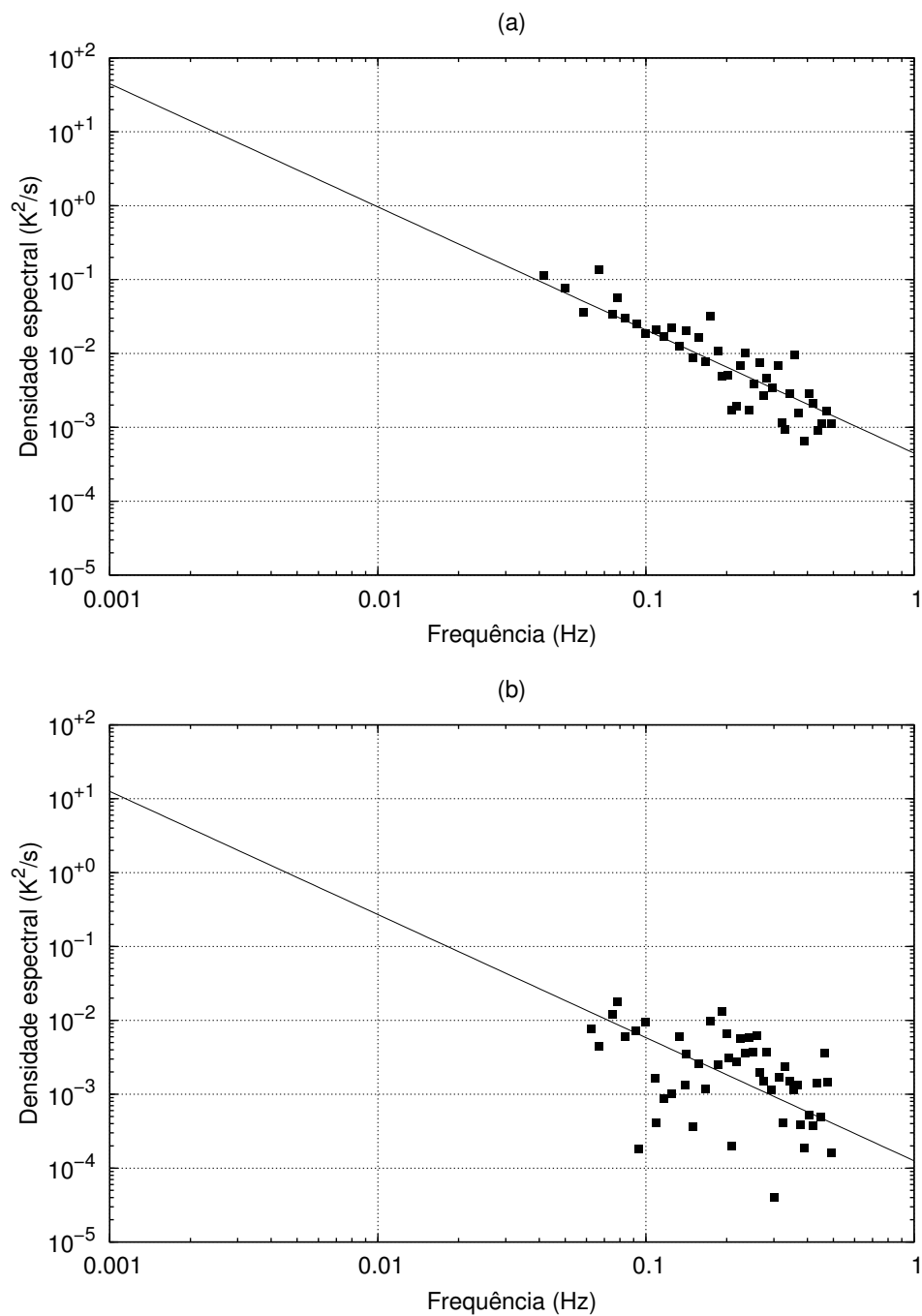


Figura 4.12: Espectro da temperatura virtual potencial, 14/07/2009 às 1530: (a) sem o *tapering* (coeficiente linear = $4,47 \times 10^{-4}$) e (b) com *tapering* (coeficiente linear = $5,05 \times 10^{-5}$)

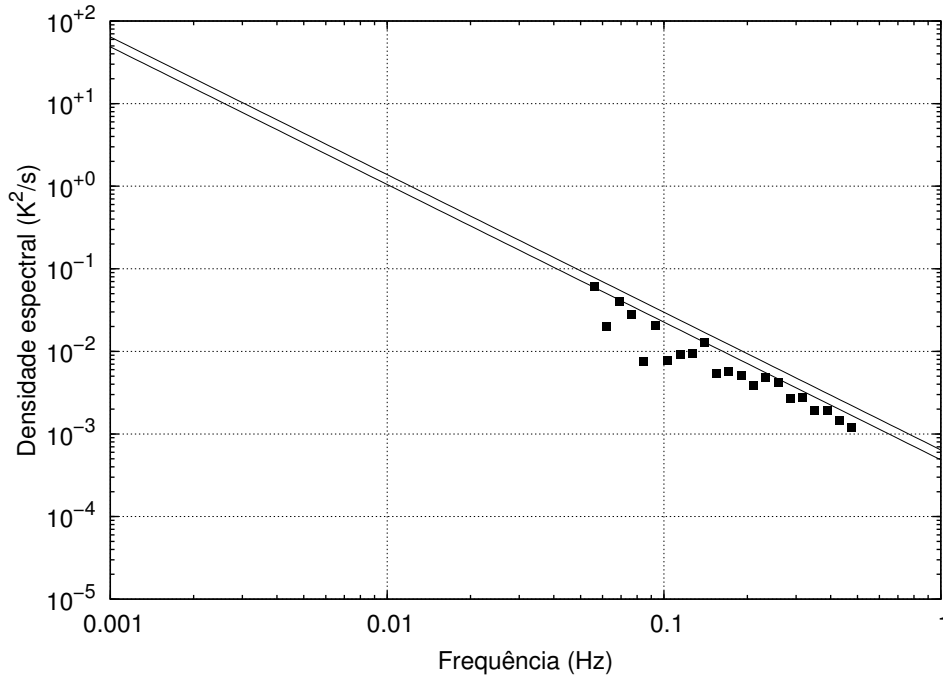


Figura 4.13: Espectro horizontal de temperatura virtual potencial medido em 20/04/2011 às 10:00h.

O resultado obtido, como pode ser observado novamente na Figura 4.12, é um comportamento similar à faixa inercial definida por Kolmogorov, embora esse seja um espectro vertical ao longo da camada misturada, e esse tipo de espectro ainda não tenha registro na literatura. Neste caso, a dependência do espectro em z foi promediada, logo, a Eq. (2.45) não é mais aplicável.

O comportamento observado dos espectros foi considerado como evidência de faixa inercial, visto que mantém a tendência de $-5/3$. A velocidade média pela qual esses espectros verticais foram medidos é agora uma combinação da velocidade média horizontal do escoamento \bar{U} com a velocidade de subida/descida do avião W_a , logo o espectro representa as flutuações de temperatura virtual potencial de uma direção diagonal. Esse espectro passa a estar relacionado com taxas de dissipação viscosa médias, $\bar{\epsilon}_e$ e $\bar{\epsilon}_\theta$. A nova equação que relaciona os espectros em n e κ é

$$S_\theta(n) = \frac{2\pi}{D} F(\kappa_s) \quad (4.5)$$

onde $\kappa_s = 2\pi n/D$ é o número de onda para a direção diagonal, e $D = |\mathbf{W}_a \vec{k} - \vec{U} \vec{i}|$ é a velocidade na direção diagonal. Novamente, é obtido para o comportamento na faixa inercial

$$\begin{aligned} S_\theta(n) &= \frac{2\pi}{D} \bar{\beta}_\theta \bar{\epsilon}_e^{-1/3} \bar{\epsilon}_\theta \kappa_s^{-5/3} \\ &= \frac{2\pi}{D} \bar{\beta}_\theta \bar{\epsilon}_e^{-1/3} \bar{\epsilon}_\theta (2\pi n/D)^{-5/3} \\ &= \left(\frac{2\pi}{D}\right)^{-2/3} \bar{\beta}_\theta \bar{\epsilon}_e^{-1/3} \bar{\epsilon}_\theta n^{-5/3}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

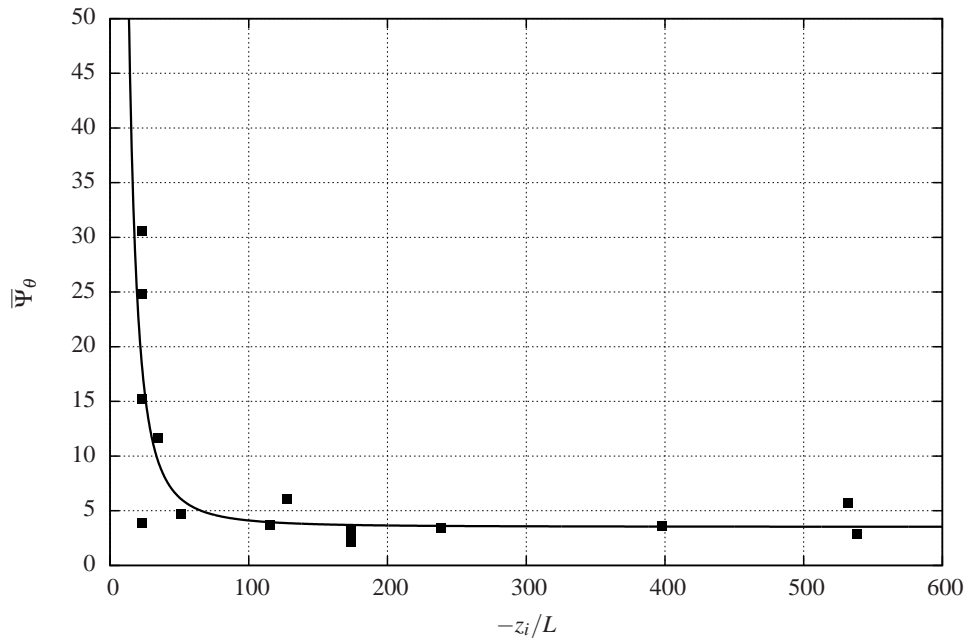


Figura 4.14: A função da taxa "diagonal" de dissipação normalizada $\bar{\Psi}_\theta(-z_i/L)$.

Uma variável adimensional média pode agora ser definida como

$$\bar{\Psi}_\theta = \frac{\bar{\epsilon}_e^{-1/3} \bar{\epsilon}_\theta}{\vartheta_*^2 z_i^{-2/3}} \quad (4.7)$$

Esta nova variável adimensional $\bar{\Psi}_\theta$ não será mais função de z/z_i , já que ela foi obtida por um espectro ao longo da vertical. Uma outra opção de variável normalizada que naturalmente surge é $-z_i/L$, e a relação de dependência entre elas é apresentada na Figura 4.14, que foi obtida a partir dos 16 espectros menos "espalhados", o que exclui os voos do início da manhã e final de tarde. A equação ajustada no gráfico da Figura 4.14 é

$$\bar{\Psi}_\theta = 14465 \left(-\frac{z_i}{L} \right)^{-2,20} + 3,53, \quad (4.8)$$

Dado o número pequeno de dados utilizados nessa análise, bem como a natureza exploratória do cálculo de espectros na diagonal, a incerteza dos coeficientes da Eq. (4.8) é provavelmente muito grande.

5 *Conclusões e Recomendações*

Nesse trabalho, foram avaliados dois conjuntos de dados de perfis verticais de temperatura virtual potencial com o objetivo de estudar algumas características da camada limite convectiva, como os modelos de crescimento, o fluxo de entranhamento e a análise espectral. Dentro desse conteúdo foi possível identificar a altura da CLC, explorar a importância da camada residual, os parâmetros do modelo de crescimento, a taxa de dissipação viscosa de energia ao longo da CLC, dentre outros.

Os perfis de temperatura virtual potencial obtidos com o uso de VANT em Tijucas do Sul/PR são comparáveis ao perfil de uma radiossonda ao longo dos primeiros 2 km da CLC, só que com uma resolução temporal e espacial muito maior. A frequência de medição de 1 Hz permitiu não só a identificação da altura da CLC, como também a observação de seus espectros. Foram avaliados três dias com pelo menos 8 perfis ao longo do dia, e as alturas da CLC observadas visualmente nos perfis foram comparadas com o modelo clássico de crescimento da CLC conhecido como modelo salto de ordem zero. O resultado estimado, utilizando os parâmetros normalmente adotados de $A = 0,2$ e $B = 2,5$, foi próximo ao observado em dois dos três dias testados, com erro médio absoluto (EMA) menor que 50 m. Já no dia 04/06/2009 o EMA foi de 105 m, e as estimativas de z_i estiveram sempre abaixo das observações. Isso mostra que deve haver cautela na utilização desse modelo de crescimento, visto que ele apresenta limitações e não é capaz de captar todos os fenômenos que podem influenciar no crescimento da CLC. Ainda assim, esse modelo é capaz de reproduzir o efeito da subsidência de modo satisfatório, desde que este seja estimado pelo aquecimento da atmosfera livre observado nos perfis de temperatura. Isso foi observado no dia 11/08/2009, sendo que se desconsiderada a subsidência o modelo ficaria mais de 400 m acima das observações no final do dia. Isso é muito relevante quanto se trata de estudos de dispersão de poluentes, já que uma redução na altura da CLC diminui o volume de ar disponível para a diluição da poluição.

A avaliação dos dados de radiossondas obtidos durante o experimento FIFE, juntamente com dados de estações superficiais de fluxo de calor sensível, permitiu um estudo detalhado do comportamento da CLC. Além da avaliação do modelo de crescimento nas situações básicas de turbulência mecânica e convectiva e com a observação da subsidência, foi possível avaliar a

possibilidade de uso do mesmo modelo em situações onde há a presença de uma camada residual. Apesar de alguns autores já terem utilizado essa abordagem, a relação entre a camada residual e o gradiente de temperatura potencial γ_θ do modelo de crescimento ainda não tinha sido explicitada. Os resultados obtidos nesse trabalho mostram que o uso da Eq. (2.62) em dias com a presença da camada residual é perfeitamente viável, desde que considerado o seu gradiente vertical de temperatura potencial no modelo, e assim é possível obter resultados com erros similares aos erros do modelo obtidos em dias sem a presença da camada residual.

Os erros obtidos pelo modelo salto de ordem zero de crescimento da CLC nesse estudo são da mesma ordem de grandeza dos erros obtidos em estudos anteriores, com outros conjuntos de dados, e com os mesmos parâmetros ou não. Isso demonstra tanto a correta estimativa da altura da CLC a partir dos perfis de temperatura virtual potencial, quanto a eficiência da nova abordagem sugerida para a estimativa do crescimento na presença de uma camada residual, já que foi utilizado um conjunto grande de dados. Em ambos os conjuntos de dados estudados, apenas os dados de superfície (fluxo de calor, comprimento de Obukhov e velocidade de atrito) e um perfil vertical de temperatura virtual potencial no início da manhã para a estimativa dos γ_θ 's seria necessário para a obtenção desses resultados, quando não há subsidência. Para poder utilizar a velocidade de subsidência, são necessários pelo menos dois perfis com um intervalo de tempo entre si suficientemente grande para a estimativa da mesma.

Uma nova abordagem para estimativa do fluxo de entranhamento de calor na CLC a partir dos perfis de temperatura virtual potencial foi apresentada nesse estudo. Nela, há um ajuste do perfil médio de temperatura virtual potencial na CLC apresentado por Wyngaard e Brost (1984) ao perfil medido na atmosfera, através dos valores medidos de w_* , $\overline{w'\theta'_v}|_0$ e z_i . Os resultados obtidos mostram que, devido às características do modelo, ele não se adequa bem aos dados do início da manhã e do final da tarde, já que são situações onde a turbulência convectiva está em fase de transição. Quando foram analisados somente os dados em que a razão entre o fluxo de entranhamento e o fluxo superficial de calor esteve dentro do limite $0 < R < -1$, que correspondem aos horários próximos ao meio dia, a estimativa obtida esteve próxima aos resultados apresentados por Betts e Ball (1994) e Betts e Barr (1996) utilizando outra metodologia e os mesmos dados do experimento FIFE nos seus estudos. O ajuste do modelo em dias com e sem a presença de uma camada residual não obteve diferenças significativas, apresentando as mesmas limitações. Quando considerado o resultado para as radiossondas próximas ao meio dia, com ou sem camada residual, os valores médios obtidos para os parâmetros $R = -0,39$ e $A = 0,43$ foram considerados satisfatórios e dentro dos critérios físicos do problema, e por isso esses parâmetros foram usados nas estimativas do modelo de crescimento da CLC desenvolvidos para os dados do FIFE. Já o parâmetro B não apresentou resultados condizentes com a natureza física do problema, possivelmente por estar relacionado à turbulência mecânica que só é relevante no início

da manhã, e por isso foi considerado como zero no modelo de crescimento do FIFE.

A análise espectral dos dados de Tijucas do Sul/PR apresentou um comportamento similar à faixa inercial definida por Kolmogorov, apesar de serem medições na diagonal (e não as usuais medições horizontais) que cobrem toda a altura da CLC. Esse comportamento foi considerado como um indício de observação de uma dissipação viscosa de energia, neste caso média ao longo de toda a CLC, e por isso foi estimado um novo parâmetro adimensional $\bar{\Psi}_\theta$ (função das taxas médias de dissipação viscosa de temperatura e energia cinética turbulenta) como sendo função da variável adimensional $-z_i/L$, e a relação resultante entre esses dois parâmetros, para esse conjunto de dados, foi apresentada. Entretanto, devido ao pequeno número de dados disponíveis e à natureza exploratória desse tema, esse resultado não pode ser considerado como definitivo.

O presente estudo foi muito importante para o desenvolvimento de uma técnica nova de estimativa de fluxo de entranhamento de calor, a partir de um perfil vertical médio de temperatura, que utiliza um método mais simples que os utilizados anteriormente por outros pesquisadores. Além disso, foi possível avaliar a influência da camada residual no crescimento da camada limite convectiva, e ainda incluir sua presença na estimativa da altura da CLC de maneira satisfatória. Por fim, o trabalho desenvolvido permitiu validar o uso de um veículo aéreo não-tripulado na medição de temperatura virtual potencial ao longo da camada limite, através da avaliação da altura da CLC e de espectros de temperatura.

Em trabalhos futuros, a exploração da camada limite atmosférica pode seguir na linha de observação dos fatores meteorológicos de mesoescala que influenciaram os dias de medição desses dados, afim de analisar outras possíveis influências na altura e no fluxo de entranhamento da camada limite atmosférica. Além disso, a nova técnica de estimativa do fluxo de entranhamento proposta pode ser utilizada em outros dados, e comparada diretamente com outras técnicas de estimativa ou até mesmo com possíveis futuras medições desse fluxo. Outra linha de pesquisa muito interessante poderá ser o uso de VANT's em novas e diferentes medições, afim de enriquecer ainda mais o conhecimento acerca da camada limite atmosférica. Por fim, é necessário salientar a importância de se investir em novas pesquisas na área, principalmente em novos experimentos de campo, para que o conhecimento sobre a camada limite atmosférica aumente cada vez mais.

Referências Bibliográficas

BATCHVAROVA, E.; GRYNING, S.-E. Applied model for the growth of the daytime mixed layer. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 56, p. 261–274, 1990.

BATCHVAROVA, E.; GRYNING, S.-E. An applied model for the height of the daytime mixed layer and the entrainment zone. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 71, p. 311–323, 1994.

BETTS, A. K.; BALL, J. H. Budget analysis of five 1987 sonde data. *Journal of Geophysical Research*, v. 99, p. 3655–3666, 1994.

BETTS, A. K.; BARR, A. G. First international satellite land surface climatology field experiment 1987 sonde budget revised. *Journal of Geophysical Research*, v. 101, p. 23,285–288, 1996.

BETTS, A. K.; DESJARDINS, R. L.; MACPHERSON, J. I. Budget analysis of the boundary layer grid flights during five 1987. *Journal of Geophysical Research*, v. 97, p. (18)533–546, 1992.

BETTS, A. K.; DESJARDINS, R. L.; MACPHERSON, J. I.; KELLY, R. D. Boundary layer heat and moisture budgets from five. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 50, p. 109–137, 1990.

BEYRICH, F. Mixing height estimation in the convective boundary layer using sodar data. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 74, p. 1–18, 1995.

BRUTSAERT, W. *Evaporation into the atmosphere*. [S.l.: s.n.], 1982.

BRUTSAERT, W. Nearly steady convection and the boundary-layer budgets of water vapor and sensible heat. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 39, p. 283–300, 1987.

BRUTSAERT, W.; SUGITA, M. A bulk similarity approach in the atmospheric boundary layer using radiometric skin temperature to determine regional surface fluxes. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 55, p. 1–23, 1991.

CLARKE, R. H. Modeling mixed-layer growth in the koorin experiment. *Australian Meteorological Magazine*, v. 38, p. 227–234, 1990.

CORRSIN, S. On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence. *Journal of Applied Physics*, v. 22, p. 469–473, 1951.

CULF, A. D. An application of simple models to sahelian convective boundary-layer growth. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 58, p. 1–18, 1992.

DAVIS, K. J.; LENSCHOW, D. H.; ONCLEY, S. P.; KIEMLE, C.; EHRET, G.; GIEZ, A.; MANN, J. Role of entrainment in surface-atmosphere interactions over the boreal forest. *Journal of Geophysical Research*, v. 102, p. 29,219–29,230, 1997.

DEARDORFF, J. W. Prediction of convective mixed-layer entrainment for realistic capping inversion structure. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 36, p. 424–436, 1979.

DIAS, N. L.; GONCALVES, J. E.; FREIRE, L. S.; HASEGAWA, T.; MALHEIROS, A. L. Obtaining potential virtual temperature profiles, entrainment fluxes, and spectra from mini unmanned aerial vehicle data. *Boundary-Layer Meteorology*, 2012.

DRIEDONKS, A. G. M. Models and observations of the growth of the atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 23, p. 283–306, 1982.

FEDOROVICH, E.; CONZEMIUS, R. Effects of wind shear on the atmospheric convective boundary layer structure and evolution. *Acta Geophysica*, v. 56, p. 114–141, 2008.

FEDOROVICH, E.; CONZEMIUS, R.; MIRONOV, D. Convective entrainment into a shear-free, linearly stratified atmosphere: Bulk models reevaluated through large eddy simulations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 61, p. 281–295, 2004.

FOCHESATTO, G. J.; DROBINSKI, P.; FLAMANT, C.; GUEDALIA, D.; SARRAT, C.; FLAMANT, P. H.; PELON, J. Evidence of dynamical coupling between the residual layer and the developing convective boundary layer. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 99, p. 451–464, 2001.

GARRATT, J. R. *The atmospheric boundary layer*. [S.l.]: Cambridge, 1992.

GRYNING, S.-E.; BATCHVAROVA, E. Regional heat flux over the nopex area estimated from the evolution of the mixed-layer. *Agricultural and Forest Meteorology*, p. 159–167, 1999.

GUILLEMET, B.; ISAKA, H.; MASCART, P. Molecular dissipation of turbulent fluctuations in the convective mixed layer part 1: Height variations of dissipation rates. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 27, p. 141–162, 1983.

HIPPS, L. E.; SWIATEK, E.; KUSTAS. Interactions between regional surface fluxes and the atmospheric boundary layer over a heterogeneous watershed. *Water Resources Research*, v. 30, n. 5, p. 1387–1392, 1994.

KAIMAL, J. C.; KRISTENSEN, L. Time series tapering for short data samples. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 57, p. 187–194, 1991.

KAIMAL, J. C.; WYNGAARD, J. C.; HAUGEN, D. A.; COTÉ, O. R.; IZUMI, Y. Turbulence structure in the convective boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 33, p. 2152–2169, 1976.

KIM, S.-W.; PARK, S.-U.; PINO, D.; ARELLANO, J. V.-G. de. Parameterization of entrainment in a sheared convective boundary layer using a first-order jump model. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 120, p. 455–475, 2006.

KUNDU, P. K.; COHEN, I. M. *Fluid Mechanics Third Edition*. [S.l.]: Elsevier Academic Press, 2004. 759 pp.

KUSTAS, W. P.; BRUTSAERT, W. Budgets of water vapor in the unstable boundary layer over rugged terrain. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, v. 26, n. 5, p. 607–620, 1987.

KUSTAS, W. P.; BRUTSAERT, W. Virtual heat entrainment in the mixed layer over very rough terrain. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 38, p. 141–157, 1987.

MARGULIS, S. A.; ENTEKHABI, D. Boundary-layer entrainment estimation through assimilation of radiosonde and micrometeorological data into a mixed-layer model. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 110, p. 405–433, 2004.

- MCNAUGHTON, K. G.; SPRIGGS, T. W. A mixed-layer model for regional evaporation. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 34, p. 243–262, 1986.
- MORRIS, G. A.; FORD, B.; RAPPENGLÜCK, B.; THOMPSON, A. M.; MEFFERD, A.; NGAN, F.; LEFER, B. An evaluation of the interaction of morning residual layer and afternoon mixed layer ozone in houston using ozonesonde data. *Atmospheric Environment*, v. 44, p. 4024–4034, 2010.
- NILSSON, E. D.; RANNIK, U.; KULMALA, M.; BUZORIOUS, G.; O'DOWD, C. D. Effects of continental boundary layer evolution, convection, turbulence and entrainment, on aerosol formation. *Tellus*, v. 53B, p. 441–461, 2001.
- PRESS, W. H.; TEUKOLSKY, S. A.; VETTERLING, W. T.; FLANNERY, B. P. *Numerical Recipes in C*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1992. 1020 pp.
- SEIBERT, P.; BEYRICH, F.; GRYNING, S.-E.; JOFFRE, S.; RASMUSSEN, A.; TERCIER, P. Review and intercomparison of operational methods for the determination of the mixing height. *Atmospheric Environment*, v. 34, p. 1001–1027, 2000.
- SMITH, E. A.; WAY, M. M. k.; COOPER, H. J.; RUBES, M. T. Linking boundary-layer circulations and surface process during fife 89. part i: observational analysis. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 51, p. 1497–1529, 1994.
- SORBJAN, Z. Effects caused by varying the strength of the capping inversion based on a large eddy simulation model of the shear-free convective boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 53, p. 2015–2024, 1996.
- STULL, R. B. *An introduction to boundary-layer meteorology*. [S.l.]: Kluwer Academic Publishers, 1988.
- SUN, J.; WANG, Y. Effect of the entrainment flux ratio on the relationship between entrainment rate and convective richardson number. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 126, p. 237–247, 2008.
- TENNEKES, H. A model for the dynamics of the inversion above a convective boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 30, p. 558–567, 1973.
- WILCZAK, J. M.; ONCLEY, S. P.; STAGE, S. A. Sonic anemometer tilt correction algorithms. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 99, p. 127–150, 2001.
- WYNGAARD, J. C. *Turbulence in the atmosphere*. [S.l.]: Cambridge, 2010.
- WYNGAARD, J. C.; BROST, R. A. Top-down and botton-up diffusion of a scalar in the convective boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 41, n. 1, p. 102–112, 1984.
- WYNGAARD, J. C.; COTÉ, O. R. The budgets of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 28, p. 190–201, 1971.
- YI, C.; DAVIS, K. J.; BERGER, B. E.; BAKWIN, P. S. Long-term observations of the dynamics of the continental planetary boundary layer. *Journal of Atmospheric Sciences*, v. 58, p. 1288–1299, 2001.
- YOUNG, G. S. Mixed layer spectra from aircraft measurements. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 44, n. 9, p. 1251–1256, 1987.

ZEMAN, O.; TENNEKES, H. parametrization of the turbulent energy budget at the top of the daytime atmospheric boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 34, p. 111–123, 1977.

ZILITINKEVICH, S. S. Comments on 'a model for the dynamics of the inversion above a convective boundary layer'. *Journal of the Atmospheric Sciences*, v. 32, p. 991–992, 1975.