Meteorologia em tópicos

Volume 2

Organizadores:
André Becker Nunes
Glauber Lopes Mariano

Meteorologia em tópicos:

Volume 2

1ªEdição

Organizadores:

André Becker Nunes

Glauber Lopes Mariano

Pelotas-RS – Agosto de 2015

DR LTDA

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação:

M589 Meteorologia em Tópicos: volume 2 /
Organizado por André Becker Nunes e Glauber Lopes Mariano. – Pelotas: Clube dos Autores, 2015.
253p.: il. color.
Vários autores/colaboradores

ISBN 978-85-68891-01-8

1. radiação. 2. tempestades. 3.convecção. 4.assimilação. 5. Camada limite. 6.poluição I. Mariano, Glauber Lopes e Nunes, André Becker; organizadores.

CDD 551.5

Meteorologia em tópicos:

Volume 2

1ªEdição

Organizadores:

André Becker Nunes e

Glauber Lopes Mariano

Autores /colaboradores:

Graciela Redies Fischer

Leonardo José Gonçalves Aguiar

Renata Gonçalves Aguiar

Roseli Gueths Gomes

Fabrício Pereira Harter

André Becker Nunes

Haroldo Fraga Campos Velho

Glauber Lopes Mariano

Marcos Antônio Lima Moura

Ericka Voss Chagas Mariano

Sumário

APRESENTAÇÃO 8

Capítulo 1- Balanço de radiação e energia: Medidas e estimativas..... 10

Graciela Redies Fischer
Leonardo José Gonçalves Aguiar
Renata Gonçalves Aguiar

Capítulo 2 – Tempestades convectivas 53

Roseli Gueths Gomes

Capítulo 3 – Visão geral sobre assimilação de dados..... 91

Fabrício Pereira Harter

Capítulo 4 – Simulação da Camada Limite Matutina..... 131

André Becker Nunes
Haroldo Fraga de Campos Velho

Capítulo 5 – Poluição Urbana por Lixões – Produção e emissão de gases e problemas ambientais 200

Glauber Lopes Mariano
Marcos Antônio Lima Moura
Ericka Voss Chagas Mariano

Sobre os autores..... 248

APRESENTAÇÃO

A literatura científica que aborda a Meteorologia e Ciências Atmosféricas é constituída, quase na sua totalidade, por bibliografias estrangeiras. Mesmo no meio acadêmico brasileiro, é a literatura internacional que claramente prevalece. Isto é esperado, ainda mais com relação aos livros conceituais, haja vista que a gênese da ciência atmosférica moderna se encontra na Europa e EUA. Contudo, também é esperado que o corpo científico brasileiro venha a contribuir cada vez mais na bibliografia universal - e não somente contribuindo com assuntos específicos ou aplicados ao nosso país.

É indiscutível a necessidade do aluno em aprender a língua inglesa para o seu futuro profissional, entretanto, visando os alunos ingressantes do curso, entende-se que o papel fundamental de um livro é primeiramente cativar o leitor no assunto, introduzi-lo na ciência, fazer-se ambientar-se com os termos técnicos, além de exercer na natureza que o cerca o olhar crítico e científico. Este deve ser o objetivo de qualquer livro acadêmico, e é o que tentam os autores presentes neste volume, entendendo que tal objetivo pode ser mais rapidamente alcançado se tamanho conhecimento estiver na língua natal do leitor. Uma vez o aluno estando em sintonia com o ambiente científico e meteorológico, estará apto a expandir seus conhecimentos com bibliografias mais técnicas – internacionais ou não.

Diferente do volume I, cujo tema único era Poluição Atmosférica, aqui são discutidos temas de diversas áreas ao longo de cinco capítulos, como por exemplo meteorologia de mesoescala, agrometeorologia, física da radiação atmosférica, assimilação de dados, modelagem em micrometeorologia e poluição urbana. Trata-se, portanto, de uma obra abrangente, sem deixar de lado o ponto crucial da série que é ser didática – o que pode ser verificado nas discussões de revisão bibliográfica, conceitos básicos, novas tecnologias e até na apresentação de resultados de pesquisas dos autores.

Que venham os próximos volumes.

Professor Dr. André Becker Nunes
Faculdade de Meteorologia
Universidade Federal de Pelotas

CAPÍTULO 1

BALANÇO DE RADIAÇÃO E ENERGIA: MEDIDAS E ESTIMATIVAS

Graciela Redies Fischer
Leonardo José Gonçalves Aguiar
Renata Gonçalves Aguiar

1.1 Introdução

O conhecimento dos componentes do balanço de radiação de uma cobertura vegetal, bem como a forma com que o resultado final desse balanço (saldo de radiação) é particionado entre os componentes de energia, é de grande importância, não só para caracterização do microclima da vegetação, mas principalmente para efeito de estimativas das trocas de calor e perdas de água desse ecossistema através do processo de evapotranspiração. Ao longo dos anos diversos métodos de medidas e estimas das componentes dos balanços de radiação e energia foram sendo desenvolvidos e aprimorados. Este capítulo irá descrever o que são os balanços de radiação e de energia e abordará como se iniciaram suas medidas e estimativas, bem como o aperfeiçoamento ao longo do tempo dos métodos mais utilizados. Além disso, será feita uma comparação entre os métodos, indicando suas vantagens e desvantagens.

1.2 Balanço de Radiação

O balanço de radiação é a diferença entre a radiação que incide sobre uma determinada superfície e a radiação que deixa essa superfície, seja por reflexão da radiação incidente ou por emissão. Todo corpo (com temperatura acima de zero grau Kelvin, ou zero grau absoluto) emite radiação, a qual se propaga na forma de ondas eletromagnéticas e não necessita de um meio para ser transportada, podendo se propagar no vácuo.

O espectro de emissão de um corpo é determinado por sua temperatura, quanto mais elevada é a temperatura desse corpo, menor será o comprimento de onda de máxima emissão do mesmo (Lei de Wien). A maior parte da radiação emitida pelo Sol está compreendida no intervalo de 0,1 a 4 μm, chamado de ondas curtas, correspondendo às bandas do ultravioleta, visível e infravermelho, do espectro eletromagnético (Figura 1). Por outro lado, a maior parte da radiação emitida pela Terra está compreendida no intervalo de 4 a 100 μm, denominada radiação de ondas longas, sendo esta o fluxo radiante de energia resultante das emissões dos gases atmosféricos e de superfícies liquidas e sólidas da Terra.

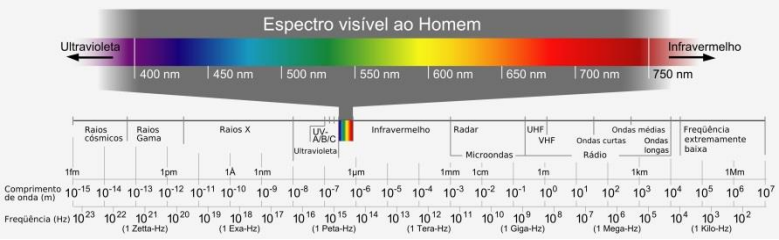


Figura 1. Espectro eletromagnético.
Fonte: http://www.sbfisica.org.br/v1/novopion/index.php/publicacoes/imagens/130-espectro-eletromagnetico

O balanço de radiação à superfície da Terra é determinado pela diferença entre a quantidade de radiação que incide na superfície (radiação solar e emitida pela atmosfera) e a quantidade de radiação que deixa essa superfície (reflexão da radiação solar e emitida pela superfície). Os raios solares que chegam ao topo da atmosfera atravessam-na interagindo com os seus constituintes. Com isso os raios solares são submetidos aos processos de absorção e difusão, fazendo com que a radiação seja absorvida, refletida e difundida dentro da atmosfera, modificando a quantidade, qualidade e direção dos raios solares.

De toda radiação solar que chega ao topo da atmosfera terrestre, cerca de 30% é refletida pela atmosfera, nuvens e superfície, e retorna ao espaço sem sofrer nenhuma modificação; 19% é absorvida pelos constituintes atmosféricos e nuvens; e apenas 51% chega à superfície

terrestre (Figura 2). A superfície da Terra tende a emitir mais energia radiante na banda das ondas longas do que absorve na banda das ondas curtas, uma vez que ela recebe radiação de ondas curtas apenas durante o dia e emite radiação de ondas longas tanto durante o dia quanto a noite, obtendo uma perda líquida de cerca de 21%, dos quais 15% é absorvido pelo vapor d'água e pelo CO_2, representando o ganho líquido de radiação de ondas longas pela atmosfera, enquanto que 6% atravessa a atmosfera e é perdida para o espaço. Outros 64% de radiação de ondas longas são emitidos para o espaço pelo vapor d'água, CO_2 e nuvens. Os 30% de energia restante, que chegaram à superfície terrestre na forma de radiação de ondas curtas, são perdidos através de processos não-radiantes, na forma de fluxo de calor sensível (7%) e fluxo de calor latente (23%), os quais serão definidos mais a frente.

O saldo de radiação, resultante do balanço de radiação de ondas curtas e ondas longas, pode então ser determinado pela seguinte equação:

$$R_n = S_{in} - S_{out} + L_{in} - L_{out} \qquad (1)$$

em que, S_{in} é a irradiância solar global incidente, S_{out} é a parcela refletida da irradiância solar global, L_{in} é a radiação de onda longa incidente da atmosfera e L_{out} é a radiação de onda longa emitida pela superfície.

Durante o dia, o saldo de radiação assume valores positivos, uma vez que o balanço de ondas curtas rege o saldo de radiação. Por outro lado, durante a noite, o saldo de

radiação assume valores negativos, onde as perdas de radiação de ondas longas predominam sobre o saldo de radiação devido não haver radiação solar neste período.

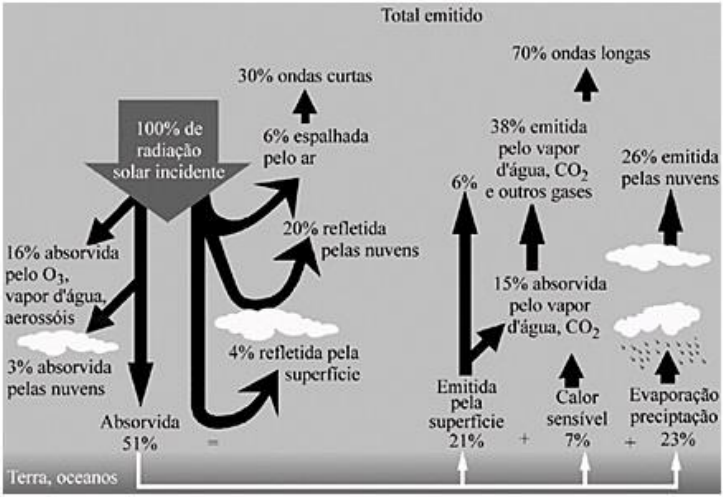


Figura 2. Efeitos da Atmosfera sobre o balanço de radiação e energia do sistema Terra-Atmosfera.
Fonte: Martins el al. (2004)

O saldo de radiação não é somente o resultado final do balanço de radiação, mas também o início básico para o balanço de energia da superfície (o qual veremos mais adiante), uma vez que ele representa a principal fonte de energia disponível para diversos processos físicos (aquecimento do ar e do solo, evaporação e armazenamento de energia no dossel), bio-físicos (transpiração) e bio-

químicos (fotossíntese) que ocorrem no sistema solo-planta-atmosfera.

1.2.1 Métodos de Medição e Estimativa do Balanço de Radiação

Os primeiros aparelhos para estudo da radiação solar e do céu foram desenvolvidos no final do século XIX, sendo que o pireliômetro de compensação de Angstrom (1886) foi um dos primeiros aparelhos que surgiram. Com a intensificação desses estudos surgiram inúmeros tipos de instrumentos como o pireliômetro de Callendar (MILLER, 1920), o solarímetro, o solarígrafo, e o actinômetro (GORCZYNSKI, 1924, 1926 e 1933), o pireliômetro e o piranômetro (ABBOT e ALDRICH, 1916 e 1932), o kampômetro (ABBOT, 1933), o pireliômetro de fluxo d'água (ABBOT e ALDRICH, 1932), o uviômetro de Aurén (RODSKJER, 1955a), o solarímetro de Aurén (RODSKJER, 1955b), os tipos de radiômetro, espectrômetros, fotômetros e o piranômetro totalizador de distilação (BORREL, 1943), citados por Santos (1957).

Paralelos ao desenvolvimento de sensores de medição dos componentes do balanço de radiação foram realizados estudos experimentais e analíticos com o intuito de desenvolver modelos que pudessem estimar tais componentes a partir de variáveis meteorológicas rotineiramente medidas nas estações de observação.

Angstrom (1924) desenvolveu um dos primeiros modelos que correlacionam a duração de brilho solar com a

radiação solar global (Equação 2). Desde a sua aceitação, o modelo de Angstrom (1924) vem sofrendo inúmeras modificações.

$$R_G = R_C[a + (1 - \alpha)r] \qquad (2)$$

em que R_G é a irradiância solar global (MJ m^{-2}), R_C é a irradiância solar global em dia completamente limpo (MJ m^{-2}), α é a proporção média da radiação solar global recebida em um dia completamente nublado e *r* é a razão de insolação.

Em 1940 Prescott modificou a equação de Angstrom, relacionando a radiação solar incidente à superfície com a radiação solar extraterrestre, tornando possível estimativas não apenas em dias de céu completamente claro. Essa equação ficou conhecida como equação de Angstrom-Prescott.

Outros pesquisadores, com base no modelo desenvolvido por Angstrom, desenvolveram equações empíricas para estimar a radiação solar global usando dados meteorológicos, incluindo horas de brilho solar, umidade relativa, temperatura (máxima e mínima), cobertura de nuvens e localização geográfica da estação de observação. Entretanto, na maior parte desses estudos, as equações foram apenas ajustadas para as regiões em que foram determinadas.

Quanto à radiação de ondas longas, um dos primeiros pesquisadores a estimar a componente de radiação de onda longa atmosférica foi Brunt (1932). Brunt desenvolveu uma

equação semi-empírica para estimar a radiação de onda longa atmosférica em condições de céu claro, baseado em duas variáveis meteorológicas, a temperatura e a umidade do ar. Depois de alguns anos vários outros pesquisadores também desenvolveram equações para estimar a radiação de onda longa atmosférica (SWINBANK, 1963; IDSO e JACKSON, 1969; BRUTSAERT, 1975; SATTERLUND, 1979; IDSO, 1981; PRATA, 1996; entre outros).

O saldo de radiação pode ser estimado a partir de relações empíricas, como, por exemplo, com a irradiância solar global (MONTEITH e SZEICZ, 1960; STANHILL et al., 1965; BERGAMASCHI, 1984; entre outros).

A utilização de modelos teóricos começou a ser introduzida nas décadas de 60 e 70, devido à disponibilidade de dados de superfície que serviram como parâmetros de entrada nos modelos (DRUMOND et al., 1965; HAY, 1976; HOYT, 1978). A pequena distribuição espacial de equipamentos de medidas de radiação solar e das suas componentes (direta e difusa), e a necessidade de calcular de forma rápida a radiação solar é que foram responsáveis pelo interesse demonstrado no desenvolvimento de modelos.

Hoyt (1978) foi um dos precursores na aplicação de modelos físicos parametrizados visando melhorar a qualidade dos dados obtidos com o uso dos piranômetros e reabilitar as séries de observações. O que mais chama a atenção, é que os valores de radiação solar global, para dias com céu com nuvens e sem nuvens, obtidos por seu modelo, diferiam não mais que 2,7% dos valores medidos, enquanto

que a precisão experimental dos piranômetros é da ordem de mais ou menos 5%.

A partir da década de 70, com o surgimento dos satélites meteorológicos, vários pesquisadores passaram a utilizar de forma conjunta dados remotos obtidos por satélite e dados de estações à superfície para avaliar o balanço radiativo à superfície e as componentes radiativas separadamente (SOUZA, 2006). O mesmo autor ainda relata que na década de 80 foi realizado o primeiro experimento para medir o balanço radiativo da Terra com dados de satélites, o Earth Radiation Budget Experiment (ERBE).

O primeiro modelo físico para estimativa da radiação solar à superfície em condições de céu claro e com nuvens a partir de dados obtidos do satélite geoestacionário GOES-2 foi realizado por Gautier et al. (1980). As estimativas por satélite apresentaram erros de 9% em média com relação às medidas dos piranômetros, localizados em Toronto, Montreal e Ottawa para o período de verão e primavera de 1978.

Com relação à radiação de onda longa atmosférica, a primeira metodologia para calcular o seu fluxo utilizando dados de satélite foi desenvolvida por Darnell et al. (1983). O erro médio quadrático das estimativas por satélite foi de 6,5% quando comparadas com dados medidos por um pirgeômetro no horário da passagem do satélite para o período de um mês sobre Ann Arbor, Michigan, Estados Unidos.

Desde então, com o aprimoramento instrumental e os avanços tecnológicos e teóricos referentes às medições e

estimativas das componentes do balanço de radiação, seja por estações meteorológicas, satélites ou modelos, inúmeros estudos foram realizados, agregando conhecimentos sobre a interação solo-planta-atmosfera em diferentes áreas do conhecimento.

1.3 Balanço de energia

O saldo de radiação - a principal fonte de energia disponível para diversos processos físicos (aquecimento do ar e do solo, evaporação e armazenamento de energia no dossel), bio-físicos (transpiração) e bio-químicos (fotossíntese) que ocorrem no sistema solo-planta-atmosfera - é particionado em fluxo de calor latente, fluxo de calor sensível, fluxo de calor no solo e armazenamento de energia no dossel.

Diferentemente da radiação, que pode se propagar no vácuo, as trocas de energia na forma de fluxo de calor sensível (aquecimento do ar), fluxo de calor no solo (aquecimento do solo) e fluxo de calor latente (evaporação + transpiração) ocorrem somente em meios sólido, líquido ou gasoso, pelos processos de condução e convecção.

A condução térmica é o processo em que o calor é transmitido dentro de uma substância ou entre substâncias que estão em contato físico direto. A capacidade das substâncias para conduzir calor varia consideravelmente, em que meios sólidos são melhores condutores que líquidos e líquidos são melhores condutores que gases.

O processo de convecção envolve trocas simultâneas de massas (ar ou água) com diferentes temperaturas, em que massas mais aquecidas (menos densas) tendem a ser elevadas, sendo substituídas por massas menos aquecidas (mais densas). Esse processo somente pode ocorrer em meios líquidos e gasosos. Na atmosfera, as parcelas de ar (ou turbilhões) transportam energia e massa de um local para outro.

O balanço de energia de uma superfície vegetada pode ser determinado pela seguinte equação:

$$R_n = H + LE + G + A + F \qquad (3)$$

em que R_n é o saldo de radiação, H é o fluxo de calor sensível, LE é o fluxo de calor latente, G é o fluxo de calor no solo, A é o armazenamento de energia no dossel e F é a energia utilizada para fotossíntese.

Considerando que o aproveitamento energético na fotossíntese é muito pequeno e que o armazenamento de energia no dossel pode ser considerado desprezível, devido à baixa capacidade de armazenar energia de algumas superfícies, especialmente em intervalo de tempo maior, a equação 3 pode ser aproximada para:

$$R_n = H + LE + G \qquad (4)$$

Nesta equação, o saldo de radiação é particionado entre os três principais processos que ocorrem no sistema solo-

planta-atmosfera: aquecimento do ar, aquecimento do solo e evapotranspiração.

A partição de energia, em calor sensível e calor latente representam as interações mais importantes entre a biosfera e atmosfera, sendo que as magnitudes de cada fluxo são variáveis para cada tipo de ecossistema (RODRIGUES, 2006). Por exemplo, em superfície vegetada sem restrição de água no solo durante o dia o saldo de radiação é positivo, direcionado para o solo, o fluxo de calor do solo também é positivo, o fluxo de calor sensível e latente são negativos, sendo o calor latente maior que o calor sensível (Figura 3).

No entanto, durante o dia, para a mesma superfície vegetada com restrição de água no solo, o saldo de radiação possui praticamente a mesma magnitude, mas o fluxo de calor sensível é muito maior que o fluxo de calor latente, devido a falta de água para o processo de evapotranspiração, com isso predomina o aquecimento do ar. Durante a noite, os sinais dos fluxos são invertidos, saldo de radiação e o fluxo de calor no solo são negativos e os fluxos de calor latente e sensível positivos.

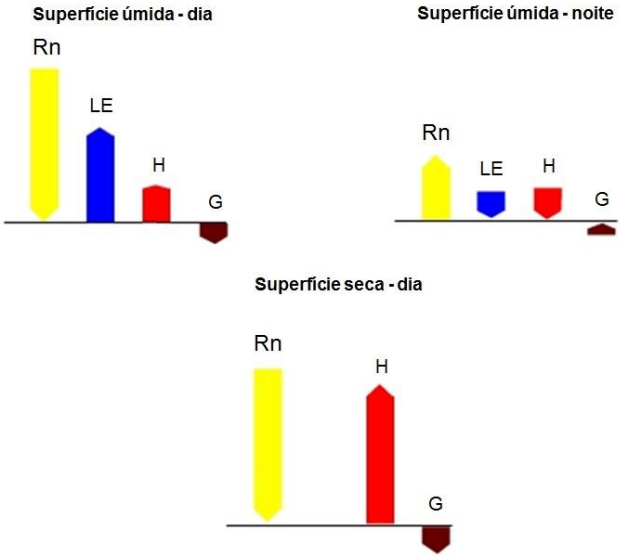


Figura 3. Balanço de energia em superfícies vegetadas com e sem restrição de água no solo.
Fonte: SENTELHAS, P.C.; ANGELOCCI, L.R. (2015). Notas de aula – Radiação Solar e Balanço de Energia, Prof. Paulo Cesar Sentelhas e Prof. Luiz Roberto Angelocci. Disponível em: http://www.lce.esalq.usp.br/aulas/lce306/Aula5.pdf

1.3.1 Métodos de Medição e Estimativa do Balanço de Energia

O balanço de energia das superfícies vegetadas permite dimensionar as trocas de massa e energia no sistema solo-planta-atmosfera, através do estudo da partição do saldo de radiação nos diversos processos que ocorrem na cultura,

permitindo avaliar as alterações que ocorrem no microclima da vegetação em função dos estádios de desenvolvimento da cultura e das condições de solo e atmosfera (FONTANA et al., 1991).

Os métodos micrometeorológicos mais comuns para determinação dos fluxos de calor latente e sensível são: o método da Razão de Bowen e o método de Correlação de Vórtices Turbulentos (MONTEITH e UNSWORTH, 1990; PEREIRA et al., 1997).

1.3.1.1 Razão de Bowen

Os primeiros estudos detalhados do balanço de energia e evaporação foram realizados por Schmidt e Angstrom na década de 20 (SEDIYAMA, 1996). Em 1926, Bowen determinou a razão entre os fluxos de calor sensível e latente sobre uma superfície líquida, em função dos gradientes de temperatura do ar e de pressão de vapor d'água, ficando essa razão conhecida como razão de Bowen. Neste método, o autor considera os transportes de calor sensível e de vapor d´água semelhantes, assumindo que os coeficientes de difusão turbulenta de calor sensível e latente são iguais.

Para que os fluxos de calor sensível e calor latente sejam representativos da vegetação que está sendo estudada, os sensores que serão utilizados para determinar os gradientes de temperatura do ar e de pressão de vapor d'água devem ser instalados dentro da camada limite superficial (Figura 4), conhecida também como camada de fluxo constante, onde o

fluxo é praticamente constante com a altura (MONCRIEFF et al., 1996).

Essa camada representa apenas 10% da camada limite planetária e sua espessura varia dependendo da velocidade do vento, da rugosidade da superfície e do regime de turbulência presente.

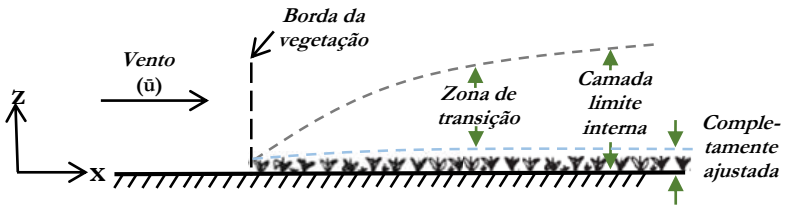


Figura 4. Representação da camada limite em uma superfície com cobertura descontínua.
Fonte: Adaptada de Oke (1987).

A Figura 4 representa a formação da camada limite quando há transição de uma cobertura da superfície para outra, e à medida que a massa de ar se desloca de um tipo de superfície para outro, cria-se uma camada limite interna que aumenta em altura e distância à medida que o ar se afasta da fonte de origem.

Portanto, a determinação da altura em que os sensores serão instalados é muito importante para que os métodos utilizados possam ser aplicados de forma satisfatória, reduzindo erros nas estimativas, principalmente com relação ao efeito advectivo.

Estudos sobre a razão entre a altura de medição e a distância entre o ponto de medida e a extremidade em que a vegetação estudada deixa de ser homogênea (bordadura, ou *fetch* em inglês) mostram que essa razão pode variar de acordo com as condições atmosféricas e com a transição de cobertura da superfície. Kaimal e Finnigan (1994) relatam que em condições estáveis a razão de 1:100 (altura por bordadura, em metros), frequentemente utilizada, precisa ser aumentada, enquanto que sob condições instáveis ela pode ser menor.

À medida que ocorre a transição de uma superfície menos rugosa para outra mais rugosa o uso de uma razão de 1:20 (altura por distância) é adequado (MONTEITH e UNSWORTH,1990), enquanto que quando há a transição de uma superfície mais rugosa para uma menos rugosa, os autores sugerem uma razão de 1:70, para que os sensores encontrem-se dentro da camada de equilíbrio.

Já Rosenberg et al. (1983) sugerem que ao se trabalhar com culturas agrícolas, se use a razão de 1:100 para garantir que as áreas adjacentes não interfiram nas medidas, e que os perfis encontrem-se dentro da camada limite de equilíbrio.

Entretanto, mesmo com elevada bordadura, são muito comuns erros na determinação dos fluxos de calor sensível e calor latente devido aos efeitos advectivos quando se trabalha com culturas irrigadas circundadas por áreas secas (McNAUGHTON e LAUBACH, 1998). Esses erros se tornam maiores à medida que a bordadura diminui.

Além disso, quando a cultura encontra-se com ótima disponibilidade de água, o fluxo de calor latente pode exceder o saldo de radiação devido à entrada de energia extra no sistema através de advecção de calor sensível de áreas secas adjacentes (LEE et al., 2004).

Devido as possíveis falhas na determinação do calor latente pelo método da Razão de Bowen, deve-se ter cuidado ao analisar os dados do balanço de energia. Perez et al. (1999) estabeleceram critérios para identificar as situações em que o método da Razão de Bowen falha, seja por advecção de energia, mudanças bruscas nos valores de temperatura do ar e pressão de vapor d'água, estabilidade atmosférica, entre outros. Nestas situações os autores indicam o descarte dos dados ao se estudar o balanço de energia.

Entretanto, quando utilizado de forma correta, respeitando suas suposições teóricas, o método da Razão de Bowen produz excelentes resultados. Isso motivou inúmeros pesquisadores a utilizarem esse método para estudos do balanço de energia devido, além da relativa facilidade na coleta de dados e o menor custo dos sensores utilizados.

Cálculo dos fluxos de calor sensível e latente

O método da Razão de Bowen (β) (Equação 5) é um método indireto de determinação dos fluxos de calor sensível e calor latente, necessitando de medidas de temperatura do ar e pressão de vapor d'água em dois níveis de altura diferentes para produzir gradientes dessas variáveis.

$$\beta = \frac{H}{LE} \qquad (5)$$

Os fluxos de calor sensível e de calor latente podem ser calculados a partir das equações 6 e 7, respectivamente.

$$H = -\rho_a c_p K_h \frac{\partial T}{\partial z} \qquad (6)$$

$$LE = -\frac{\rho_a c_p}{\gamma} K_w \frac{\partial e}{\partial z} \qquad (7)$$

em que ρ_a é a densidade do ar (kg m^{-3}), c_p é o calor específico do ar à pressão constante (kJ kg^{-1}), K_h e K_w são os coeficientes de transferência turbulenta de calor sensível e latente, respectivamente (adimensional), γ é a constante psicrométrica (kPa ^{o}C^{-1}), $\partial T/\partial z$ é o gradiente de temperatura do ar (^{o}C) e $\partial e/\partial z$ é o gradiente de pressão de vapor d'água (kPa).

A constante psicrométrica pode ser obtida através da equação 8.

$$\gamma = \frac{c_p P}{\epsilon L_v} \qquad (8)$$

em que P é a pressão atmosférica, ϵ é a razão entre o peso molecular do vapor d'água e do ar (0,622) e L_v é o calor latente de vaporização (kJ kg^{-1}), que pode ser calculado pela equação 9.

$$L_v = 2{,}497 - 2{,}37x10^{-3}T \qquad (9)$$

em que a temperatura (T) está em °C.

Assumindo que os coeficientes de transferência turbulenta para o transporte de calor e vapor d'água são iguais ($K_h = K_w$), e que $(\partial T/\partial z)/(\partial e/\partial z) \approx \Delta T/\Delta e$, onde $\Delta T = T_1 - T_2$, e $\Delta e = e_1 - e_2$, a equação pode ser simplificada para:

$$\beta = \gamma \frac{\Delta T}{\Delta e} \qquad (10)$$

A partir do valor dessa razão, e conhecendo os valores do saldo de radiação e fluxo de calor no solo, pode-se isolar o *H* na equação do balanço de energia (Equação 4) e substituí-lo na equação 5, obtendo-se:

$$LE = \frac{R_n - G}{\beta + 1} \qquad (11)$$

Depois de determinado o *LE*, basta substituí-lo na equação do balanço de energia (Equação 4) para determinar o fluxo de calor sensível (*H*).

1.3.1.2 Covariância dos Vórtices Turbulentos

O método de Covariância de Vórtices Turbulentos (Eddy Covariance, em inglês) é uma técnica micrometeorológica que

mede as trocas totais de dióxido de carbono (CO_2), vapor d'água (H_2O) e calor sensível no ecossistema. Esse método foi proposto por Swinbank (1951), sendo o único capaz de medir diretamente os fluxos de calor latente e sensível na atmosfera. Entretanto, esse método requer instrumentação específica, como anemômetro sônico, higrômetro e termômetro de resposta rápida e um sistema de aquisição de dados capaz de realizar medidas em altas frequências, para que possa detectar variações de todas as variáveis simultaneamente, causadas pela passagem de diferentes vórtices turbulentos (BERLATO e MOLION, 1981).

No início, o método de Covariância de Vórtices Turbulentos era utilizado para medir apenas fluxos de vapor d'água, de calor sensível e de momentum. Mas, a partir de 1990, sensores de análises de resposta rápida da concentração de CO_2 começaram a ser disponibilizados e vários centros técnico-científicos desenvolveram sistemas de medidas de fluxos de CO_2 (GRACE, 2004), os quais têm sido amplamente utilizados em estudos observacionais da troca de CO_2 entre os ecossistemas e a atmosfera (LEE, 1998).

O método de Covariância de Vórtices Turbulentos é mais preciso quando as condições atmosféricas (vento, temperatura, umidade, CO_2) são contínuas, a vegetação é homogênea e está localizada em um terreno plano (BALDOCCHI, 2003), o que nem sempre é encontrado em condições naturais (BALDOCCHI et al., 1988). Violações sobre essas suposições podem causar erros sistemáticos na interpretação das medidas de correlação dos vórtices

turbulentos, os quais aumentam quando integrados ao longo do tempo para produzir somas diárias e anuais (MONCRIEFF et al., 1996), tornando-se necessárias algumas correções matemáticas para minimizar erros encontrados nas medidas de fluxos turbulentos (BALDOCCHI et al., 1988).

Quando o método é aplicado sobre uma região natural e complexa ou durante condições atmosféricas que variam com o tempo, a quantificação da troca de CO_2 entre a biosfera e a atmosfera deve incluir medidas de armazenamento atmosférico, fluxo divergente e advecção (BALDOCCHI, 2003).

A advecção de massa e energia também pode ocorrer em circunstâncias em que a vegetação da superfície deixa de ser homogênea. A mais comum situação envolve fluxos que atravessam superfícies com rugosidades diferentes ou diferenças entre poder de fonte/sumidouro. Exemplos de casos em que a advecção de massa e energia é notável incluem transição entre florestas e culturas, vegetação e lagos, e deserto e culturas irrigadas (RAO et al., 1974; BINK, 1996; SUN et al., 1997).

De acordo com Verma (1990) a variação da rugosidade (ou da temperatura da superfície ou da umidade) em cada campo afeta a camada de ar passando acima da superfície. Mudanças abruptas na rugosidade da superfície (ou na temperatura ou na umidade) fazem com que o fluxo seja modificado pelas novas condições da superfície.

Para que as medidas utilizando a técnica de vórtices turbulentos sejam representativas ao fluxo subjacente à superfície, os instrumentos precisam ser instalados dentro da camada limite turbulenta, onde o fluxo é constante com a altura (MONCRIEFF et al., 1996).

A altura da camada limite turbulenta é determinada pela altura da vegetação e bordadura. Quanto maior for a bordadura e a vegetação estudada, maior será a camada limite turbulenta, e consequentemente, maior será a altura em que os sensores poderão ser instalados.

Em estudos micrometeorológicos sobre culturas agrícolas geralmente as bordaduras não são muito extensas, fazendo com que os sensores precisem ser instalados mais próximos da cultura, o que pode contribuir para erros nas medidas. Savage et al. (1995) relatam que se a altura do anemômetro sônico é muito próxima da superfície do dossel da planta, pequenos vórtices podem não ser sentidos pelo sensor, havendo uma subestimativa no fluxo de calor sensível. Para evitar esse tipo de erro, deve-se instalar os instrumentos a uma determinada altura que seja bem representativa da vegetação estudada, mas que à medida que a planta cresça, esses sensores não fiquem tão próximos da cobertura vegetal a ponto de gerar erros.

Outros erros relativos às medidas do anemômetro sônico ocorrem se o mesmo não está bem nivelado ou está instalado em uma superfície inclinada. Nestes casos, correções podem ser realizadas rotacionando os eixos de coordenadas do vento. O método tradicional consiste no

alinhamento do eixo das abscissas na direção do escoamento médio, com o objetivo de eliminar qualquer advecção da componente vertical do vento (*w*), tal que *w* seja igual a zero (TANNER E THURTELL, 1969; KAIMAL E FINNIGAN, 1994).

Dyer et al. (1982) relatam que em superfícies inclinadas os erros para fluxos de momentum e escalares são diferentes, em que os fluxos de momentum podem conter erros de aproximadamente 14% por grau de inclinação, enquanto os fluxos de escalares podem ter aproximadamente 3% de erros por grau de inclinação.

Erros adicionais podem ocorrer sob altas velocidades do vento devido ao estresse na velocidade do vento e no momentum, os quais precisam ser considerados (SCHOTANUS et al., 1983). Além disso, quando a pressão de vapor está alta, correções também devem ser aplicadas (MONCRIEF et al., 1997). Resultados encontrados por Baker e Griffis (2005) mostraram que todas as ocorrências de dados anômalos foram associadas com baixa turbulência, precipitação, ou condensação.

Outras fontes de erros, como os erros associados aos instrumentos têm sido amplamente estudados e são mais facilmente quantificados para correção (MONCRIEFF et al., 1996). Moore (1986) destaca a importância de verificar a relação entre o espaçamento dos sensores que medem a velocidade do vento e a concentração de CO_2 e H_2O e sugere que estes devem ter uma distância mínima para evitar distorções nos valores da velocidade vertical do vento.

Além disso, estudos têm mostrado que o método de Covariância de Vórtices Turbulentos subestima as trocas líquidas de CO_2 no ecossistema (NEE, em inglês). Um dos motivos é que as condições noturnas frequentemente não são condizentes com a hipótese de transporte turbulento assumida pelo método.

Na tentativa de minimizar essa perda nas medidas de dióxido de carbono, diversos pesquisadores efetuam uma correção nos dados da troca líquida de dióxido de carbono do ecossistema usando a velocidade de fricção do ar (u^*) como um indicador (ARAÚJO et al., 2002, PRIANTE FILHO et al., 2004, VOURLITIS, et al., 2004). Este valor é determinado visualmente examinando a regressão entre os valores noturnos de NEE e de u^*, então, avaliam se há uma redução destes valores em condições de u^* baixo (pouca turbulência mecânica) e, em caso positivo, filtram os dados e substituem por alguma forma de preenchimento dos mesmos (GOULDEN et al., 1996).

Gu et al. (2005) relatam que o valor encontrado da velocidade de fricção do ar irá depender da distribuição da área foliar, da altura do dossel e também das condições meteorológicas e das características do terreno. Segundo Baldocchi (2003) o valor de u^* que produz "bons" fluxos noturnos de CO_2 não é universal.

Embora algumas perdas nos fluxos sejam inevitáveis, existe uma variedade de métodos que podem ser usados para corrigir as medidas de fluxos ou minimizar as perdas nos

fluxos fazendo uso de um rigoroso modelo experimental (MASSMAN, 2000).

Goulden et al., (1996) relatam que, apesar de apresentarem limitações importantes, especialmente em condições de estabilidade atmosférica, o sistema de Covariância de Vórtices Turbulentos permite avaliar com suficiente confiança os fluxos turbulentos.

Cálculo dos fluxos turbulentos

O método de Covariância de Vórtices Turbulentos é um princípio de determinação direta dos fluxos, que calcula a correlação entre os desvios temporais de alta frequência da velocidade vertical do vento com os desvios temporais da velocidade do vento horizontal (fluxo de momentum), da temperatura do ar (fluxo de calor sensível), da umidade do ar (fluxo de calor latente) e da concentração de CO_2 (fotossíntese, respiração e fotorrespiração) (AGUIAR, 2005). O fluxo de uma grandeza escalar c pode ser escrito como:

$$F_c = \overline{w\rho_c} \qquad (12)$$

em que w é a velocidade vertical do vento, ρ_c é a concentração do escalar c e a barra horizontal sobreposta ao produto destas variáveis representa a média temporal em um determinado intervalo de tempo. Entretanto, devido à grande quantidade de flutuações observadas nas medidas de velocidade do vento, temperatura e concentração, comumente essas

variáveis são expressas como a soma de uma componente média ($\overline{w}$, $\overline{\rho_c}$) e outra flutuante (w', $\rho_c{}'$) (BALDOCHI et al., 1988; MONCRIEFF et al., 1997). Este procedimento é conhecido como decomposição de Reynolds.

Aplicando esse procedimento às variáveis w e ρ_c obtém-se:

$$w = \overline{w} + w' \tag{13}$$

$$\rho_c = \overline{\rho_c} + \rho_c{}' \tag{14}$$

em que $\overline{w}$ é o valor médio da velocidade vertical do vento, $\overline{\rho_c}$ é o valor médio da concentração da escalar c e w' e $\rho_c{}'$ representam as flutuações em relação à média das suas respectivas componentes.

Retornando a Equação 12 e substituindo as Equações 13 e 14, tem-se:

$$F_c = \overline{(\overline{w} + w')(\overline{\rho_c} + \rho_c{}')} \tag{15}$$

Desenvolvendo a Equação 15, obtém-se:

$$F_c = \overline{\overline{w}\,\overline{\rho_c}} + \overline{\overline{w}\rho_c{}'} + \overline{w'\overline{\rho_c}} + \overline{w'\rho_c{}'} \tag{16}$$

Como pela lei da conservação de massa a média da velocidade vertical do vento w é nula, e os termos que têm apenas um componente flutuante, por definição, também têm

a média de todas as suas flutuações nula, o fluxo turbulento de uma grandeza escalar *c* pode ser escrita como:

$$F_c = \overline{w'\rho_c}' \qquad (17)$$

em que *w*' representa a variação da componente vertical da velocidade do vento em relação à sua média, ρ_c' representa a variação da concentração do escalar *c* em relação à sua média, e a barra horizontal sobre o produto dos desvios caracteriza a covariância entre *w*' e ρ_c'.

Desta forma, os fluxos turbulentos de calor latente, calor sensível e CO_2, podem ser respectivamente expressos da seguinte forma:

$$LE = \rho\lambda\overline{w'q'} \qquad (18)$$

$$H = \rho c_p\overline{w'T'} \qquad (19)$$

$$F_c = \rho\overline{w'C'} \qquad (20)$$

em que *q* é a umidade específica do ar, *T* é a temperatura do ar, *C* é a concentração de CO_2, c_p é o calor específico do ar à pressão constante, ρ é a densidade do ar seco a 20 ºC e λ é o calor latente de evaporação.

A acurácia das medidas de fluxos de energia realizadas pelo método de Covariância de Vórtices Turbulentos pode ser avaliada para aumentar a confiabilidade nos dados

calculando-se o fechamento do balanço de energia (MONCRIEFF et al., 1997; TWINE et al., 2000), da seguinte forma:

$$H + \lambda E = R_n - G - A - F \qquad (21)$$

em que H é o fluxo de calor sensível, LE é o fluxo de calor latente, R_n é o saldo de radiação, G é o fluxo de calor no solo, A é o armazenamento de energia no dossel e F é a energia utilizada para fotossíntese.

1.3.1.3 Comparação entre os métodos

O método de Covariância de Vórtices Turbulentos é uma técnica bem estabelecida, que tem como vantagem principal a medição independente dos fluxos de calor sensível e calor latente de forma instantânea e contínua sobre uma superfície plana (BROTZGE, 2003). A desvantagem deste método inclui sensibilidade à bordadura, alto custo de aquisição e requer muita manutenção e calibração.

Existem duas diferentes técnicas de medir concentrações de vapor d'água e de gás carbônico com o método de Covariância de Vórtices Turbulentos, uma denominada de caminho fechado e outra de caminho aberto. Segundo Leuning e Judd (1996) ambas as técnicas têm seus méritos e ambas têm problemas conceituais e práticos. Eles afirmam que ambas podem prover resultados igualmente

satisfatórios. De acordo com os autores a maior desvantagem em utilizar o analisador de gás por infravermelho de caminho fechado é que a amostra de ar que passa pelo tubo atenua as flutuações da concentração dos gases como resultado da difusão radial e das diferenças na velocidade do ar que passa pelo tubo, não sendo possível a detecção de rápidas mudanças na concentração dos gases. E uma das desvantagens relatadas em utilizar o analisador de gás por infravermelho de caminho aberto é que a exposição dos instrumentos às intempéries do clima pode causar instabilidade na calibração dos instrumentos.

O método da Razão de Bowen requer menos manutenção, é relativamente simples, prático e barato, comparado ao método de Covariância dos Vórtices Turbulentos. Porém é um método indireto, sendo medido apenas o fluxo de calor latente, enquanto que o fluxo de calor sensível é determinado utilizando a equação do balanço de energia. Dessa maneira, o fechamento do balanço de energia é forçado, e os coeficientes de transferência turbulenta do calor e vapor d'água são assumidos como sendo iguais, o que nem sempre é verdadeiro. Vários estudos relatam que durante condições de atmosfera estável os coeficientes de transferência turbulenta do calor e vapor d'água não são iguais (MOTHA et al., 1979; LANG et al., 1983; DUGAS et al., 1991).

Uma vantagem do método de Razão de Bowen está relacionada com o fato de dispensar informações de características aerodinâmicas, além de permitir a estimativa

dos fluxos em intervalos de tempo pequeno (menor do que uma hora), sendo sua aplicação validada em intervalos de até cinco minutos (HEILMAN e BRITTIN, 1989). Por outro lado, o método de Covariância dos Vórtices Turbulentos necessita de um intervalo de tempo maior para que sejam contabilizados tanto os pequenos turbilhões quanto os grandes, sendo que os intervalos de integração mais utilizados são de 30 minutos e uma hora.

Com relação à necessidade de bordadura, quando os sensores do sistema de Covariância dos Vórtices Turbulentos estão a uma mesma altura do sensor mais elevado do método da Razão de Bowen, e a energia disponível no sistema é constante, o método da Razão de Bowen requer menos bordadura do que o método de Covariância dos Vórtices Turbulentos. Diferenças na necessidade de bordadura entre os dois métodos são maiores sobre superfícies mais lisas. A relativa vantagem (em termos de necessidade de bordadura) do método de Razão de Bowen sobre o de Covariância dos Vórtices Turbulentos diminui quando a rugosidade da superfície aumenta (STANNARD, 1997).

Outros problemas, inerentes ao método da Razão de Bowen, estão relacionadas à precisão dos sensores utilizados, sendo o método de Razão de Bowen mais sensível aos erros instrumentais do que o método de Covariância dos Vórtices Turbulentos devido ao fechamento do balanço de energia ser forçado, e à perda do significado físico de H e LE quando a Razão de Bowen se aproxima de -1, tornando o denominador da equação 11 próximo de zero, impossibilitando o cálculo de

H e *LE* de forma acurada (PEREZ et al., 1999). Adicionalmente, tem-se a necessidade de inversão dos psicrômetros para reduzir os erros de medições e, consequentemente, a inconsistência dos resultados dos fluxos de calor latente e calor sensível.

Apesar de possuírem algumas vantagens e desvantagens entre si, os métodos de Covariância de Vórtices Turbulentos e de Razão de Bowen podem produzir resultados satisfatórios, desde que sejam aplicados de acordo com suas suposições teóricas.

1.4 Conclusões

Desde o final do século XIX, com o surgimento dos primeiros instrumentos para medição da radiação solar, inúmeros pesquisadores dedicaram-se para o aprimoramento instrumental e teórico referentes às medições e estimativas das componentes do balanço de radiação e energia de um ecossistema, favorecendo o aumento do conhecimento da interação solo-planta-atmosfera.

Apesar de haver algumas limitações nos métodos de Covariância de Vórtices Turbulentos e da Razão de Bowen, eles são os mais utilizados atualmente devido aos bons resultados gerados.

1.5 Referências bibliográficas

ABBOT, C.G; ALDRICH, L.B. The pyranometer – an instrument for measuring sky radiation. On the use of the pyranometer. **Smithsonian Miscellaneous Collections**, v. 66, n. 7 e 11, 1916.

ABBOT, C.G; ALDRICH, L.B. An improved water-flow pyrheliometer and the standard scale of solar radiation. **Smithsonian Miscellaneous Collections**, v. 87, n. 15, 1932.

ABBOT, C.G. The kampometer, a new instrument of extreme sensitiveness for measuring radiation. **Smithsonian Miscellaneous Collections**, v. 89, 1933.

AGUIAR, R.G. **Fluxos de massa e energia em uma floresta tropical no sudoeste da Amazônia.** 2005. 59p. Dissertação (mestrado em Física e Meio Ambiente), Universidade Federal de Mato Grosso – MT, 2005.

ANGSTROM, A.K. Solar and atmospheric radiation. **Quartely Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 50. n. 121, 1924.

ANGSTROM, K.J. Sur une nouvelle méthode de faire des measures absolues de la chaleur rayonnante. **Nova Acta Regiae Societatis Scientiarum Upsaliensis**, 1886.

ARAÚJO, A.C.; NOBRE, A.D.; KRUIJT, B.; ELBERS, J.A.; DALLAROSA, R.; STEFANI, P.; RANDOW, C.; MANZI, A.O.; CULF, A.D.; GASH, J.H.C.; VALENTINI, R.; KABAT, P. Comparative measurements of carbon dioxide fluxes from

two nearby towers in a central Amazonian rainforest: The Manaus LBA site. **Journal of Geophysical Research**, v. 107, p. 58-1 – 58-20, 2002.

BAKER. J.M.; GRIFFIS, T.J. Examining strategies to improve the carbon balance of corn/soybean agriculture using eddy covariance and mass balance techniques. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 128, p. 163-177, 2005.

BALDOCCHI, D.D.; HICKS, B.B.; MEYERS, T.P. Measuring biosphere–atmosphere exchanges of biologically related gases with micrometeorological methods. **Ecology**, v. 69, n. 5, p. 1331–1340, 1988.

BALDOCCHI, D.D. Assessing the eddy covariance technique for evaluating carbon dioxide exchange rates of ecosystems: past, present and future. **Global Change Biology**, v. 9, p. 479-492, 2003.

BERGAMASCHI, H. **Perda de água e desenvolvimento do feijoeiro (Phaseolus vulgaris) sob diferentes condições da disponibilidade hídrica no solo e na atmosfera**. 1984. 204 f. Tese Dout. Agronomia, Solos e Nutriçao de Plantas, Escola Superior de Agricultura Luiz de Queiroz, Piracicaba, SP, 1984.

BERLATO, M.A.; MOLION, L.C.B. Evaporação e Evapotranspiração. **IPAGRO, Secretaria da Agricultura**. Porto Alegre, 95p. (Boletim Técnico, 7), 1981.

BINK, N.J. **The Structure of the Atmospheric Surface Layer Subject to Local Advection**. 1996. Ph.D. Thesis. Agricultural University, Wageningen, The Netherlands. 1996.

BORREL, F. Sur la théorie du pyranométre à distillation. **La Meteorologie**, Julho-Dezembro, 1943.
BROTZGE, J.A.; CRAWFORD, K.C. Examination of the Surface Energy Budget: A Comparison of Eddy Correlation and Bowen Ratio Measurement Systems. **Journal Hydrometeorology**, v. 4, p. 160-178, 2003.

BRUNT, D. Notes on radiation in the atmosphere. **Quarterly Journal Resource Meteorological Society**, v. 58, p. 389-418, 1932.

BRUTSAERT, W. On a derivable formula for long-wave radiation from clear skies. **Water Resour. Res.,** v. 11, n. 5, p. 742-744, 1975.

DARNELL, W.L.; GUPTA, S.K.; STAYLOR, W.F. Downward Longwave Radiation at the Surface from Satellite Measurements. **Journal of Climate and Applied Meteorology**, v. 22, p. 1956-1960, 1983.

DRUMOND, A.J.; GREER, H.W.; ROCHE, J.J. The measurement of the components of solar short-wave and terrestrial long-wave radiation. **Solar Energy**, v.9, n. 3, p. 127-135, 1965.

DUGAS, W.A.; FRITSCHEN, L.J.; GAY, L.W.; HELD, A.A.; MATTHIAS, A.D.; REICOSKY, D.C.; STEDUTO, P.; STEINER, J.L. Bowen ratio, eddy correlation, and portable chamber measurements of sensible and latent heat flux over irrigated

spring wheat. **Agricultural Forest Meteorology**, v. 56, p. 1–20, 1991.

DYER, A.J.; GARRATT, J.R.; FRANCEY, R.J.; McILROY, I.C.; BACON, N.E.; HYSON, P.; BRADLEY, E.F.; DENMEAD, O.T.; TSVANG, L.R.; VOLKOV, Y.A.; KOPROV, B.M.; ELAGINA, L.G.; SAHASHI, K.; MONJI, N.; HANAFUSA, T.; TSUKAMOTO, O.; FRENZEN, P.; HICKS, B.B.; WESELY, M.; MIYAKE, M.; SHAW, W. An international turbulence comparison experiment (ITCE 1976). **Boundary Layer Meteorology**, v. 24, p. 181-209, 1982.

FONTANA, D.C.; BERLATO, M.A.; BERGAMASCHI, H. Balanço de energia em soja irrigada e não irrigada. **Pesquisa Agropecuária Brasileira**, v.26, n.3, p.403-410, 1991.

GAUTIER, C.; DIAK, G.; MASSE, S. A simple physical model to estimate incident solar radiation at the surface from GOES satellite data. **Journal of Applied Meteorology,** v. 19, p. 1005– 1012, 1980.

GORCZYNSKI, L. Sur un instrument thermo-électrique simple pour enregistrer l'intensité du rayonement solaire. **Revue d'Optique**, v. 3, p. 473-475, 1924.

GORCZYNSKI, L. Solarimeters and solarigraphs. **Monthly Weather Review** , v. 54,n. 9, p. 271-272, 1926.

GORCZYNSKI, L. Actinométers à lecture directe et enregistreurs pour les measures du rayonment solaire. **Riviera Scientifique**. Memoire IV, 1933.

GOULDEN, M.L.; MUNGER, J.W.; FAN, S.; DAUBE, B.C.; WOFSY, S.C. Measurements of carbon sequestration by long-term eddy covariance: methods and a critical evaluation of accuracy. **Global Change Biology**, v. 2, p. 169-182, 1996.

GRACE, J. Understanding and managing the global carbon cycle. **Journal of Ecology**, v. 92, p. 189-202, 2004.

GU, L.; FALGE, E.M.; BODEN, T.; BALDOCCHI, D.D.; BLACK, T.A.; SALESKA, S.R.; SUNI, T.; VERMA, S.B.; VESALA, T.; WOFSY, S.C.; XU, L. Objective threshold determination for nighttime eddy flux filtering. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 128, p. 179-197, 2005.

HAY, J.E. A revised method for determining the direct and diffuse components of the total short-wave radiation. **Atmosphere**, v. 14, n. 4, p. 278-287, 1976.

HEILMAN, J.L.; BRITTIN, C.L. Fetch requirements for Bowen ratio measurements of latent and sensible heat fluxes. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 44, p. 261–273, 1989.

HOYT, D.V. A model for the calculation of solar global insolation. **Solar Energy**, v. 21, n. 1, p. 27-35, 1978.

IDSO, S.B. A set of equations for full spectrum and 8 to 14 μm and 10.5 to 12.5 μm thermal radiation from cloudless skies. **Water Resources Research**, v. 17, n. 2, p. 295-304, 1981.

IDSO, S.B.; JACKSON R.D. Thermal Radiation from the Atmosphere. **Journal Geophysics Research,** v. 74, n. 23, p. 5397-5403, 1969.

KAIMAL, J.C.; FINNIGAN, J.J. **Atmospheric Boundary Layer Flows: Their Structure and Measurement**. New York: Oxford University Press, 289 p., 1994.

LANG, A.R.G.; MCNAUGHTON, K.G.; CHEN, F.; BRADLEY, E.F.; OHAKI, E. Inequality of eddy transfer coefficients for vertical transport of sensible and latent heats during advective inversions. **Boundary Layer Meteorology**, Dordrecht, v. 25, p. 25– 41, 1983.

LEE, X. On micrometeorological observations of surface-air exchange over tall vegetation. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 91, p. 39-49, 1998.

LEE, X.; QIANG, Y.; XIAOMIN, S.; JIANDONG, L.; QINGWEN, M.; YUNFEN, L.; XIANZHOU, Z. Micrometeorological fluxes under the influence of regional and local advection: a revisit. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 122, p. 111-124, 2004.

LEUNING R.; JUDD, M.J. The relative merits of open- and closed-path analysers for measurement of eddy fluxes. **Global Change Biology**, v. 2, p. 241-253, 1996.

MARTINS, F.R.; PEREIRA, E.B.; ECHER, M.P.S. Levantamento dos recursos de energia solar no Brasil com o emprego de satélite geoestacionário – o Projeto Swera. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 26, n. 2, p. 145 - 159, 2004.

MASSMAN, W.J. A simple method for estimating frequency response corrections for eddy covariance systems. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 104, p. 185- 198, 2000.

McNAUGHTON, K.G.; LAUBACH, J. Unsteadiness as a cause of non-equality of eddy diffusivities for heat and vapour at the base of an advective inversion. **Boundary Layer Meteorology**, v. 88, p. 479-504, 1998.

MILLER, L.F. Some characteristics of the Callendar pyrhelimeter. **Monthly Weather Review**, v. 48, p. 344-346, 1920.

MONCRIEFF, J.B.; MALHI, Y.; LEUNING, R. The propagation of errors in long-term measurements of land-atmosphere fluxes of carbon and water. **Global Change Biology**, v. 2, p. 231-240, 1996.

MONCRIEFF, J.B.; MASSHEDER, J.M.; BRUIN, H.; ELBERS, J.; FRIBORG, T.; HEUSINVELD, B.; KABAT, P.; SCOTT, S.; SOEGAARD, H.; VERHOEF, A. A system to measure surface fluxes of momentum, sensible heat, water vapour and carbon dioxide. **Journal of Hydrology**, v. 188-189, p. 589-611, 1997.

MONTEITH, J.L.; SZEICZ, G. The Radiation Balance of Bare Soil and Vegetation. **Quartely Journal of the Royal Meteorological Society**, Berkshire, v. 87, p. 159-70, 1960.

MONTEITH, J.L.; UNSWORTH, M.H. **Principles of environmental physics**. 2ª ed., Edward Arnold. London, 291 p., 1990.

MOORE, C.J. Frequency response corrections for eddy correlation systems. **Boundary Layer Meteorology**, v.37, p. 17-35, 1986.

MOTHA, R.P.; VERMA, S.B.; ROSENBERG, N.J. Exchange coefficients under sensible heat advection determined by eddy correlation. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 20, p. 273–280, 1979.

OKE, T.R. **Boundary Layer Climates.** New York: John Wiley, 2a ed., 435 p., 1987.

PEREIRA, A.R.; VILLA NOVA, N.A.; SEDIYAMA, G.C. **Evapo(transpi)ração**. Piracicaba, SP: FEALQ, 183p., 1997.

PEREZ, P.J.; CASTELLVI, F.; IBAÑEZ, M.; ROSELL, J.I. Assessment of reliability of Bowen ratio method for partitioning fluxes. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 97, p. 141-150, 1999.

PRATA, A.J. A new long-wave formula for estimating downward clear-sky radiation at the surface. **Quarterly Journal Resource Meteorological Society**, v. 122, p. 1127-1151, 1996.

PRIANTE FILHO, N.; HAYASHI, M.M.S., NOGUEIRA, J.S. de; CAMPELO JR, J.H., NUNES, P.C.; SANCHES, L.; COUTO, E.G.; HOEGER, W.; RAITER, F.; TRIENWEILER, J.L.; MIRANDA, E.J.;

PRIANTE, P.C.; PEREIRA, L.C.; BIUDES, M.S.; FRITZEN, C.L.; LACERDA, M.; SULI, G.S.; SHIRAIWA, S.; SILVEIRA, M.; VOURLITIS, G.L. Comparison of the mass and energy Exchange of a pasture and a mature transitional tropical forest of the southern Amazon Basin during a seasonal transition. **Global Change Biology**, v. 10, p. 863-876, 2004.

RAO, K.S.; WYNGAARD, J.C.; COTE, O.R. Local Advection of Momentum, Heat, and Moisture in Micrometeorology. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 7, p. 331–348, 1974.

RODRIGUES, H.J.B. **Balanço de radiação, energia e fluxo de CO_2 em ecossistema de manguezal na Amazônia.** Tese de Doutorado UFV. Universidade Federal de Viçosa, Viçosa-MG, 202 p., 2006.

RODSKJER, N. The uviometer, an actinometer constructed by T. E. Aurén. **Arkiv för Geofysik Band 2**, nº 16, 1955a.

RODSKJER, N. The Aurén solarimeter. **Arkiv för Geofysik Band 2**, nº 17, 1955b.

ROSENBERG, N.; BLAD, B.L.; VERMA, S.B. **Microclimate: The biological environment.** 2ª ed., Lincoln – Nebraska: John Wiley and Sons, 495p., 1983. ISBN 0-471-06066-6.

SANTOS, J.M. **Contribuição aos estudos para determinação do albedo.** 1957. 42 f. Tese de Doutorado, ESALQ-USP, Piracicaba, SP,1957.

SATTERLUND, D.R. An improved equation for estimating long-wave radiation from the atmosphere. **Water Resources Research**, v. 15, p. 1649-1650, 1979.

SAVAGE, M.J.; MCINNES, K.J.; HEILMAN, J.L. Placement height of eddy correlation sensors above a short turfgrass surface. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 74, p. 195-204, 1995.

SCHOTANUS, P.; NIEUWSTADT, F.T.M.; DE BRUIN, H.A. R. Temperature measurement with a sonic anemometer and its application to heat and moisture fluxes. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 26, p. 81–93, 1983.

SEDIYAMA, G.C. Estimativa da evapotranspiração: histórico, evolução e análise crítica. **Revista Brasileira de Agrometeorologia**, v. 4, n. 1, p. i-xii, 1996.

SENTELHAS, P.C.; ANGELOCCI, L.R. Notas de aula – Radiação Solar e Balanço de Energia. 2015. Disponível em: http://www.lce.esalq.usp.br/aulas/lce306/Aula5. pdf. Acessado em: 07 de maio de 2015.

SOUZA, J.M. **Estimativas das componentes do balanço radiativo à superfície mediante satélites meteorológicos.** 2006. 193p. Tese (Doutorado em Meteorologia), INPE (INPE-14126-TDI/1079), São José dos Campos – SP, 2006

STANHILL, G.; HOFSTEDE, G.J.; KALMA, J.D. Radiation balance of natural and agricultural vegetation. **Quartely Journal of Royal Meteorological Society**, v. 92, p. 128 - 140, 1965.

STANNARD, D.I. A theoretically based determination of bowen-ratio Fetch requirements. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 83, p. 375-406, 1997.

SUN, J.; LENSCHOW, D.H.; MAHRT, L.; CRAWFORD, D.L.; DAVIS, K.J.; ONCLEY, S.P.; MACPHERSON, J.I.; WANG, Q.; DOBOSY, R.J.; DESJARDINS, R.L. Lake-Induced Atmospheric Circulations during BOREAS. **Journal Geophysical Research**, v. 102, p. 29155–29166, 1997.

SWINBANK, W.C. The measurement of vertical transfer of heat and water vapor and momentum in the lower atmosphere with some results. **Journal of Meteorology**, v. 8, p. 135-145, 1951.

SWINBANK, W.C. Long-Wave Radiation from clear skies. **Quarterly Journal Resource Meteorological Society**, v. 89, n. 381, p. 339-348, 1963.

TANNER, C.B.; THURTELL, G.W. **Anemoclinometer measurements of Reynolds stress and heat transport in the atmospheric surface layer**. University of Wisconsin Tech. Rep., ECOM-66-G22-F, 82, 1969.

TWINE, T.E.; KUSTAS, W.P.; NORMAN, J.M.; COOK, D.R.; HOUSER, P.R.; MEYERS, T.P.; PRUEGER, J.H.; STARKS, P.J.; WESELY, M.L. Correcting eddy-covariance flux underestimates over a grassland. **Agricultural and Forest Meteorology**, v. 103, p. 279-300, 2000.

VERMA, S.B. Micrometeorological methods for measuring surface fluxes of mass and energy. **Remote Sensing Reviews,** v. 5, p. 99-115, 1990.

VOURLITIS, G.L.; PRIANTE FILHO, N.; HAYASHI, M.S.; NOGUEIRA, J.S.; RAITER, F.; HOEGEL, W.; CAMPELO JR, J.H. Effects of meteorological variations on the CO2 exchange of a brazilian transitional tropical forest. **Ecological Applications**, v. 14, n. 4, p. S89-S100, 2004.

CAPÍTULO 2

TEMPESTADES CONVECTIVAS

Roseli Gueths Gomes

2.1 Introdução

Neste capítulo será apresentada uma breve revisão a respeito da formação de tempestades convectivas. Mas, o que são tempestades e por que convectivas?

Vamos por partes. Inicialmente, lembremos os meios pelos quais pode haver transferência de calor: radiação, condução e convecção (HALLIDAY et al., 2013). Atentando para o último mecanismo, quando há convecção significa que há troca de calor por deslocamento de massa. Aplicando este conceito para a atmosfera, correntes ascendentes e descendentes começam a se formar, por convecção, quando o ar próximo da superfície sobe e o ar localizado em níveis mais altos, desce. À medida que estas correntes se intensificam, nuvens podem se formar no local onde existe o movimento ascendente do ar. Formada nestas condições, diz-se que a nuvem é convectiva. Ora, de acordo com a OMM (Organização Meteorológica Mundial), existem 10 gêneros (ou tipos) de nuvens. Destes, a nuvem do tipo *Cumulonimbus* (Cb) tem grande desenvolvimento vertical, porque sua base se situa perto do solo e seu topo atinge os altos níveis da troposfera.

Este tipo de nuvem é capaz de provocar tempo adverso (ventos e chuvas fortes, granizos e descargas elétricas atmosféricas) em superfície – o que caracteriza uma tempestade, de acordo com o Glossário de Meteorologia da AMS (*American Meteorological Society*). Então, pode-se dizer que uma nuvem Cb é uma tempestade? Isto é verdade, mas de que tipo? Esta pergunta é extremamente relevante, porque existem três diferentes tipos de tempestades, todas formadas em razão de processos convectivos na atmosfera. Cada um destes tipos será abordado neste capítulo.

Antes de seguir adiante, é oportuno lembrar que existem duas possibilidades de haver convecção na atmosfera: espontânea e forçada. Tais processos estão ilustrados na figura 1. No primeiro caso (Figura 1a), a convecção ocorre simplesmente devido ao aquecimento diurno da superfície terrestre. O ar localizado perto da superfície se aquece primeiro e sobe de maneira "espontânea", porque está mais leve que o ar localizado mais acima. Este, por sua vez, desce, dando origem às circulações convectivas. No segundo caso (Figura 1b), a convecção ocorre porque o ar encontra um obstáculo à sua frente e é "forçado" a subir. Exemplos de convecção forçada: encontro de duas massas de ar com temperaturas (e, portanto, densidades) diferentes e escoamento do ar sobre terreno montanhoso.

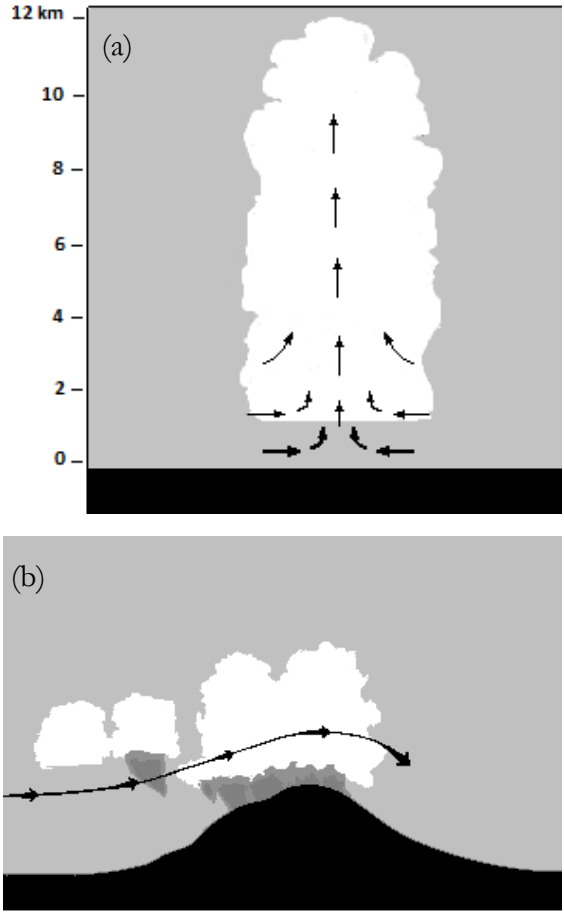


Figura 1. Ilustração dos processos de convecção (a) espontânea e (b) forçada.

Fonte: Adaptada de The COMET Program (2015).

Também é útil acrescentar, neste momento, a definição de uma parcela de ar, conceito que será utilizado muitas vezes neste capítulo. Em Meteorologia, uma parcela de ar é definida como sendo um volume elementar de ar atmosférico, muito pequeno comparado com o volume da atmosfera, mas que contém um grande número de moléculas (HOLTON, 2004).

2.2 Tipos de Tempestades

Como dito anteriormente, há três tipos de tempestades:

1. tempestades unicelulares;
2. tempestades multicelulares;
3. tempestades supercelulares.

Para que qualquer um destes tipos de tempestades se forme, são necessários alguns "ingredientes" básicos, indicados por Doswell et al. (1996):

a. mecanismo de disparo da convecção;
b. disponibilidade de umidade;
c. instabilidade atmosférica;
d. cisalhamento do vento.

O mecanismo, espontâneo ou forçado, de disparo da convecção é necessário para provocar a ascensão da parcela

de ar desde os baixos níveis (próximos da superfície) até o seu Nível de Convecção Espontânea (NCE), a partir do qual a parcela ascenderá livremente. Isto ocorre porque a partir do NCE a temperatura da parcela de ar torna-se superior à temperatura do ambiente. Em regiões de latitudes médias, o NCE costuma estar localizado entre 1,5 e 2 km de altura e, em regiões tropicais, entre 0,5 e 1,5 km de altura. Então, se a parcela atingir o seu NCE, não haverá necessidade de qualquer forçante adicional para que haja ascensão profunda. Diz-se que a ascensão é profunda quando inicia nos baixos níveis e se estende até níveis próximos da tropopausa.

A necessidade de disponibilidade de umidade é óbvia, na medida em que se não houver quantidade suficiente de vapor d'água no ar atmosférico, mesmo que a parcela sofra ascensão, não haverá a condensação do vapor d'água e, por conseguinte, não haverá a formação de gotículas de nuvem.

Instabilidades atmosféricas (e existem de vários tipos) atuam como mecanismos de conversão de energia para a formação de circulações e sistemas meteorológicos. Para a formação de tempestades, quanto mais instáveis estiverem as condições atmosféricas, maior será a flutuabilidade da parcela de ar, o que implica em maior velocidade da componente vertical do vento. Estas duas informações (flutuabilidade e velocidade vertical da parcela de ar) estão diretamente relacionadas por intermédio da equação de conservação da quantidade de movimento vertical. Esta

equação pode ser escrita como (MARKOWSKI; RICHARDSON, 2010):

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}}g \qquad (1)$$

onde as barras indicam os valores médios das variáveis e as linhas os respectivos desvios. A equação (1) foi obtida incorporando a aproximação de Boussinesq, o que significa que os desvios da densidade não são desprezados apenas quando combinados com a aceleração da gravidade.

Os significados dos termos da equação (1) são:

$\frac{dw}{dt}$ é a derivada Lagrangeana da velocidade vertical w da parcela de ar e fornece as suas variações tanto no tempo quanto no espaço, pois $\frac{dw}{dt} = \frac{\partial w}{\partial t} + u\frac{\partial w}{\partial x} + v\frac{\partial w}{\partial y} + w\frac{\partial w}{\partial z}$;

$-\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial p'}{\partial z}$ é a aceleração vertical da parcela provocada pelo gradiente vertical do desvio de pressão e $-\frac{\rho'}{\bar{\rho}}g$ é o termo de flutuabilidade. Se este termo for positivo, a parcela é acelerada para cima, dando início às correntes ascendentes $(w > 0)$. Caso contrário, a parcela é acelerada para baixo $(w < 0)$ o que origina as correntes descendentes.Se os três ingredientes comentados acima estiverem presentes na atmosfera, haverá formação de tempestades. Mas de que

tipo? É nesta questão que entra a ação do cisalhamento do vento. De acordo com o Glossário de Meteorologia da AMS, cisalhamento do vento é a variação local do vetor vento $\vec{V}$ ou de qualquer uma de suas componentes (u, v, w) em uma dada direção (x, y, z). Portanto, o cisalhamento do vento é um vetor, o que significa que tem módulo e direção.

Como o cisalhamento interfere favorecendo a formação de um determinado tipo de tempestade? Inicialmente, vamos lembrar que o vetor vento $\vec{V}$ é definido como:

$$\vec{V}(x, y, z) = u(x, y, z)\hat{i} + v(x, y, z)\hat{j} + w(x, y, z)\hat{k} \qquad (2)$$

onde (u, v) são as componentes horizontais de $\vec{V}$, w é a componente vertical de $\vec{V}$ e $(\hat{i}, \hat{j}, \hat{k})$ são os vetores unitários dos eixos (x, y, z), respectivamente. As componentes (u, v, w) de $\vec{V}$ podem passar por mudanças em qualquer uma das três dimensões espaciais (x, y, z). Pode haver aumento ou diminuição nos valores de qualquer componente em qualquer direção. Assim, estas variações podem ocorrer na direção x (também chamadas de variações zonais), na direção y (ou variações meridionais) e na direção z (ou variações verticais).

Para fins de desenvolvimento de tempestades, é muito importante avaliar as variações verticais das componentes horizontais do vento, ou seja, $\left(\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z}\right)$. A partir deste

conhecimento, é possível inferir o potencial de formação de um determinado tipo de tempestade na atmosfera, pois se estas variações forem:

a. fracas, as condições são ótimas para a formação de tempestades unicelulares;
b. moderadas, indicam situações propícias para a formação de tempestades multicelulares;
c. fortes, constituem condições ideais para a formação de tempestades supercelulares.

Uma observação importante: para a formação das tempestades supercelulares é necessário que também haja variações horizontais da componente vertical do vento, ou seja, $\left(\frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial w}{\partial y}\right)$. O motivo disto será explicitado mais adiante, no item 2.2.3.

Considerando as variações verticais e horizontais das componentes do vento mencionadas anteriormente, ou seja, $\left(\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z}\right)$ e $\left(\frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial w}{\partial y}\right)$, estas podem ser associadas ao cisalhamento vertical das componentes horizontais do vento e cisalhamentos horizontais (zonal e meridional) da componente vertical do vento, respectivamente. Qual é a

unidade do cisalhamento do vento? Considerando somente os termos do cisalhamento citados anteriormente com as respectivas unidades (no Sistema Internacional) tem-se

$$\begin{aligned} &\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z} \sim \frac{ms^{-1}}{m} = s^{-1} \\ &\frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial w}{\partial y} \sim \frac{ms^{-1}}{m} = s^{-1} \end{aligned} \qquad (3)$$

ou seja, o cisalhamento do vento tem unidade s^{-1}.

Como é feito o cálculo do cisalhamento do vento? É comum encontrar artigos nos quais os autores fixam a profundidade da camada (se cisalhamento vertical) ou extensão horizontal (se cisalhamento horizontal) para avaliar somente a diferença dos valores das velocidades e, assim, atribuir os adjetivos fraco, moderado ou forte, de acordo com a situação. Agindo desta forma, ao invés de valores em [s^{-1}], o cisalhamento é avaliado em [ms^{-1}]. Em outros casos, os autores avaliam o cisalhamento do vento de acordo com as equações (3). Na literatura, ambas as formas de tratar o cisalhamento estão documentadas.

Dado que, como dito anteriormente, é o valor do cisalhamento vertical do vento que condiciona a formação de uma tempestade unicelular, multicelular ou supercelular, é conveniente acrescentar as informações que seguem. Na prática, o cálculo do cisalhamento vertical do vento pode ser feito considerando qualquer camada da atmosfera. Mas, para

fins de avaliação do potencial para desenvolvimento de algum tipo de tempestade, este cálculo é feito nas camadas baixas da atmosfera, tipicamente entre a superfície e 6 km de altura. Fixando esta camada, se a variação vertical da velocidade do vento horizontal for de até 10m/s, o cisalhamento é considerado fraco. Se, por outro lado, este valor oscilar entre 10m/s e 20m/s, diz-se que o cisalhamento é moderado. Por fim, se o valor do cisalhamento vertical for superior a 20m/s, este será considerado forte (MARKOWSKI; RICHARDSON, 2010).

A figura 2 ilustra perfis verticais típicos de cisalhamento vertical de vento fraco, moderado e forte. As tempestades unicelulares ocorrem em situações nas quais o cisalhamento vertical do vento é fraco (Figura 2a). As tempestades multicelulares ocorrem quando o cisalhamento é moderado (Figura 2b) e as tempestades supercelulares ocorrem quando o cisalhamento vertical do vento é forte (Figura 2c). Note que, neste último caso, há alterações significativas tanto na direção quanto nas velocidades do vento.

Os dados utilizados para calcular o cisalhamento do vento são geralmente aqueles obtidos em radiossondagens ou em simulações atmosféricas, obtidos utilizando modelos físicos de resolução numérica (muito usados em Meteorologia).

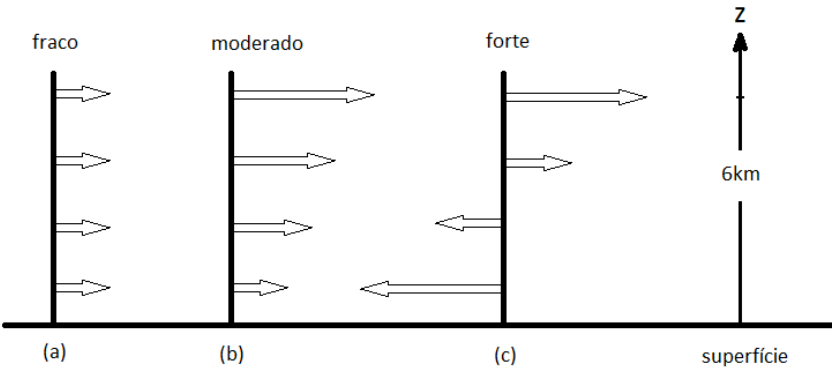


Figura 2. Perfis verticais do vento horizontal, característicos de cisalhamento vertical (a) fraco, (b) moderado e (c) forte. O comprimento da seta é proporcional à velocidade do vento e o seu sentido positivo indica para onde o vento está soprando.

2.2.1 Tempestades Unicelulares

Estas tempestades são formadas por processos de convecção, espontânea ou forçada, em uma massa de ar instável. Ao longo do seu ciclo de vida, que tem duração típica entre 30 e 60 minutos, apresentam três estágios de evolução, identificados por Byers e Braham (1949). Estes dois pesquisadores foram os idealizadores do Projeto *Thunderstorm*, ocorrido na Flórida (verão de 1946) e em Ohio (verão de 1947). A realização das duas etapas deste Projeto pouco tempo depois do final da Segunda Guerra Mundial foi

motivada, em parte, pela necessidade de informações a respeito do tempo meteorológico para fins de expansão da aviação. Os dados experimentais obtidos foram fundamentais para a concepção dos modelos de evolução das tempestades unicelulares e multicelulares.

De acordo com os resultados obtidos, Byers e Braham (1949) identificaram três estágios ao longo do tempo de vida de uma tempestade unicelular. Estes estágios estão ilustrados na figura 3.

1) Estágio inicial (Figura 3a), quando as correntes ascendentes predominam em toda a nuvem, provocando o aumento progressivo de seu tamanho e altura de topo. Estas correntes ascendentes arrastam hidrometeoros (gotículas e gotas d'água, cristais de gelo) para cima, e são sustentadas pela convergência de ar quente e úmido nos baixos níveis da atmosfera. O diâmetro da nuvem pode chegar a 10km, estando sua base situada a uma altura de 1,5km e seu topo a 8km, aproximadamente.

2) Estágio de maturação (Figura 3b), é caracterizado pela presença de correntes de ar ascendentes e descendentes na nuvem, chamada *Cumulonimbus* (Cb). À medida que a profundidade da nuvem aumenta e atinge níveis próximos da tropopausa, o seu topo se espalha resultando na formação da bigorna da nuvem. As gotas d'água

e cristais de gelo que, no estágio inicial eram arrastados para cima, tornam-se maiores e mais numerosos. A partir do momento em que estes hidrometeoros estiverem pesados demais para serem sustentados pelas correntes ascendentes, eles caem, dando origem às correntes descendentes dentro da nuvem. Estas correntes descendentes saem pela base da nuvem, quando então parte da precipitação evapora, o que causa o resfriamento do ar abaixo da nuvem. No momento em que este ar frio atinge a superfície, este se espalha formando a chamada piscina de ar frio. O limite dianteiro desta piscina é chamado de frente de rajada, por estar associado a um local onde há contraste de temperatura e onde os ventos são fortes. Desta forma, este estágio é caracterizado por condições adversas de tempo em superfície como intensa precipitação, ventos fortes, granizo e descargas elétricas atmosféricas (WALLACE; HOBBS, 2006). Quando a frente de rajada se distancia da nuvem, o ar quente e úmido do ambiente não entra mais na corrente ascendente, deixando de alimentar a tempestade. A partir de então, esta começa a se dissipar. Há diminuição na intensidade da chuva, que adquire um caráter estratiforme. O estágio de maturação tem duração de aproximadamente 30 minutos e a extensão vertical da nuvem pode atingir alturas entre 10 e 18km.

3) Estágio de dissipação (Figura 3c), é caracterizado pela predominância das correntes de ar descendentes em toda a nuvem. Neste estágio é encontrada

uma quantidade significativa de cristais de gelo e neve acima do nível de congelamento. Próximo ao final deste estágio, as correntes de ar enfraquecem, as gotículas d'água não crescem mais e cessa a precipitação. Assim, ocorre a dissipação da nuvem.

Por que uma tempestade unicelular tem um tempo de vida tão pequeno? Porque ela se autodestrói. Lembrando que o cisalhamento vertical do vento horizontal é muito fraco quando uma tempestade unicelular se forma, esta é "reta", como ilustrado na figura 4. Por causa disto, à medida que a tempestade cresce, eventualmente entrará em colapso. Isto, porque quando as gotas d'água (dentro da nuvem) estiverem muito pesadas para serem sustentadas pelas correntes ascendentes, adquirirão uma velocidade de queda e cairão dentro da nuvem (dando origem às correntes descendentes, como dito anteriormente) no mesmo espaço em que estão as correntes ascendentes. Disto, resulta uma "disputa" entre as correntes ascendentes e descendentes. Assim, com o passar do tempo, as correntes descendentes irão interromper o movimento ascendente de baixos níveis, causando a dissipação da tempestade.

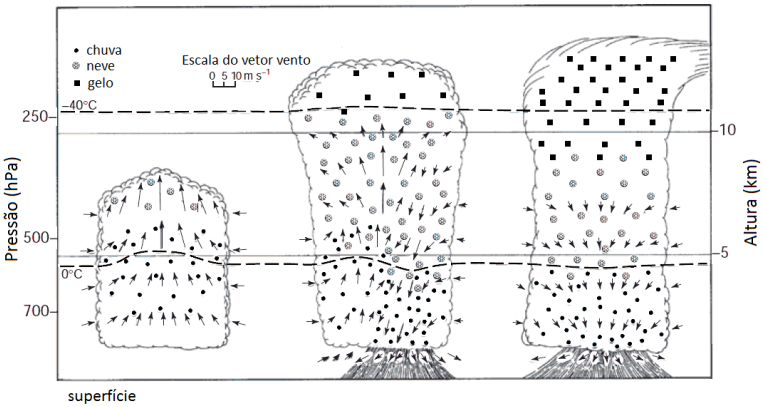


Figura 3. Esquema ilustrativo da evolução de uma tempestade unicelular, com os diferentes estágios do seu ciclo de vida: (a) estágio inicial, (b) estágio de maturação e (c) estágio de dissipação.

Fonte: Adaptado de BYERS; BRAHAM (1949).

Outro importante processo que contribui para o colapso de uma tempestade unicelular é o resfriamento por evaporação. Quando a nuvem cresce, as gotículas tornam-se grandes gotas de chuva que saem pela base da nuvem e atingem níveis mais baixos, onde o ar não está saturado. As gotas de chuva irão evaporar parcialmente (neste ar não saturado), produzindo resfriamento por evaporação. Este resfriamento forma a chamada piscina fria que intensifica a corrente descendente. Com o passar do tempo, a piscina fria

se espalha para longe da tempestade, suprimindo ainda mais o levantamento abaixo da nuvem.

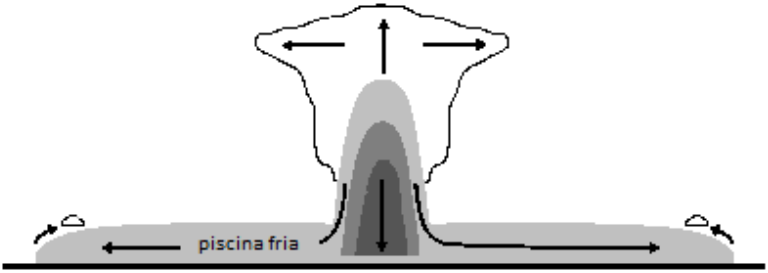


Figura 4. Mecanismo de autodestruição de uma tempestade unicelular.

Fonte: Adaptado de MARKOWSKI; RICHARDSON (2010).

2.2.2 Tempestades Multicelulares

O modelo conceitual de evolução das tempestades multicelulares também foi identificado por Byers e Braham (1949), a partir dos dados obtidos durante o Projeto *Thunderstorm*. Estas tempestades se formam em um ambiente com cisalhamento vertical do vento de moderado a forte e, por causa disto, têm duração de várias horas.

Qual é a relação entre a intensidade do cisalhamento vertical do vento com o tempo de vida da tempestade? Inicialmente, imagine uma nuvem Cb (tempestade unicelular) se formando em um ambiente com cisalhamento vertical do vento, de moderado a forte. Nestas condições, a

nuvem não será mais reta, mas, sim, "inclinada" devido à variação vertical do vento horizontal. Disto, resulta que não haverá mais a "disputa" entre as correntes ascendentes e descendentes (mencionada anteriormente) e, por conseguinte, não haverá o mecanismo de autodestruição da tempestade. Sendo assim, uma tempestade multicelular pode ser entendida como sendo constituída por várias tempestades unicelulares que se encontram em diferentes estágios de desenvolvimento, simultaneamente.

A figura 5 ilustra a evolução de uma tempestade multicelular. Neste exemplo, no momento inicial (Figura 5a), esta tempestade é constituída por quatro células. Cada célula encontra-se em uma fase diferente de desenvolvimento. Na figura 5a, observa-se que a célula 1 já está na fase de dissipação, pois as correntes descendentes predominam em toda a nuvem. A célula 2 encontra-se em etapa avançada na fase de maturação. Na célula 3 as correntes ascendentes são predominantes, mas já se observa precipitação dentro da nuvem – sinal do início das correntes descendentes. Por fim, a célula 4 encontra-se em fase inicial de formação. Dez minutos mais tarde (Figura 5b), relativamente ao horário da figura 5a, nota-se que a célula 2 entrou na fase de dissipação, pois agora as correntes descendentes predominam em toda a célula. A precipitação que, 10 minutos antes, estava localizada nos médios níveis dentro da célula, atinge a superfície. A célula 3 atinge o estágio de maturação, enquanto que a célula 4 continua seu desenvolvimento e surge uma nova célula, a

célula 5, em fase inicial de formação. A configuração desta tempestade multicelular após 20 minutos, relativamente ao horário da figura 5a, é mostrada na figura 5c. Observa-se que todas as células comentadas anteriormente se encontram em uma etapa posterior de desenvolvimento e com a formação de uma sexta célula.

As células individuais têm curta duração, mas o aglomerado multicelular tem duração muito maior (várias horas), devido à habilidade das células mais antigas engatilharem a formação das novas, o que ocorre a intervalos discretos de 10 a 15 minutos (FOVEL; TAN, 1998). Outra importante consequência da formação das novas células é a existência de vários pares de correntes ascendentes/descendentes em tempestades multicelulares, como visto na figura 5.

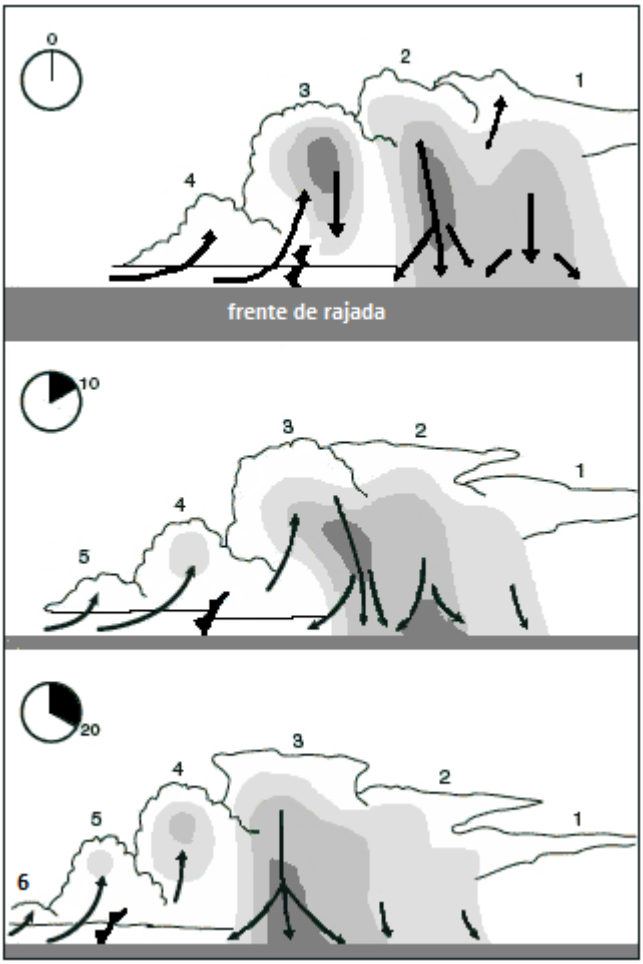


Figura 5. Ilustração da evolução de células individuais em uma tempestade multicelular (a) no tempo inicial t_0, (b) no tempo t_0+10 minutos e (c) no tempo t_0+20 minutos.

Fonte: Adaptado de DOSWELL (1985)

A intensidade do resfriamento atrás da frente de rajada depende da secura do ar, da profundidade da camada onde a evaporação ocorre e do tamanho das gotas e gotículas d'água (LIN, 2010). Em geral, a profundidade da piscina fria pode atingir desde várias centenas de metros até vários quilômetros. A frente de rajada é mantida pelas correntes descendentes frias e pode se estender até algumas dezenas de quilômetros na frente da tempestade, dependendo do seu estágio de evolução, como mostrou Wakimoto (1982).

A longevidade de tempestades multicelulares depende da interação entre a frente de rajada e o cisalhamento vertical do vento do ambiente em baixos níveis. Esta interação é ilustrada na figura 6. Na ausência de cisalhamento vertical do vento (Figura 6a, caso de uma tempestade unicelular), a piscina de ar frio se espalha à superfície e nenhuma célula convectiva é engatilhada ao longo de sua periferia em resposta à ascensão do ar ambiente. Mas, se houver cisalhamento vertical do vento sobre a profundidade da piscina de ar frio (Figura 6b), aumenta a possibilidade de o ar ser erguido o suficiente para atingir seu nível de condensação e engatilhar uma nova célula convectiva. Isto porque, nestas condições, a interação entre a vorticidade horizontal gerada pela piscina de ar frio e a vorticidade horizontal gerada pelo cisalhamento vertical do vento do ambiente favorece o levantamento das parcelas de ar no limite dianteiro da piscina fria, corrente abaixo da direção do vetor cisalhamento do vento. Esta teoria é conhecida como teoria RKW, devido

aos pesquisadores Rotunno, Klemp e Weisman, que a propuseram no final dos anos 1980 (ROTUNNO et al., 1988). Para entender esta teoria, é oportuno explicar melhor a origem e as consequências das vorticidades horizontais comentadas neste parágrafo:

a) vorticidade horizontal gerada pela piscina de ar frio: como o nome diz, precisa haver uma piscina de ar frio para que exista a geração desta vorticidade. Quando a piscina de ar frio se forma, significa que já existem movimentos descendentes dentro da tempestade e que atingem a superfície. Por conseguinte, há a formação de um sistema de alta pressão (chamado de mesoalta) e divergência do ar, causando o espalhamento do ar frio descendente. Nas bordas da piscina de ar frio há o encontro deste ar (frio) com o ar (quente) do ambiente. Deste encontro, resulta que o ar quente sobe e é substituído pelo ar frio da piscina, dando origem a uma rotação (ou vorticidade) do ar em torno de um eixo horizontal. No exemplo da figura 6a, a vorticidade foi criada em torno do eixo-y. Como consequência desta rotação, pode haver a formação de nuvens com pouco desenvolvimento vertical no lado do ramo ascendente, como indicado na figura 6a.

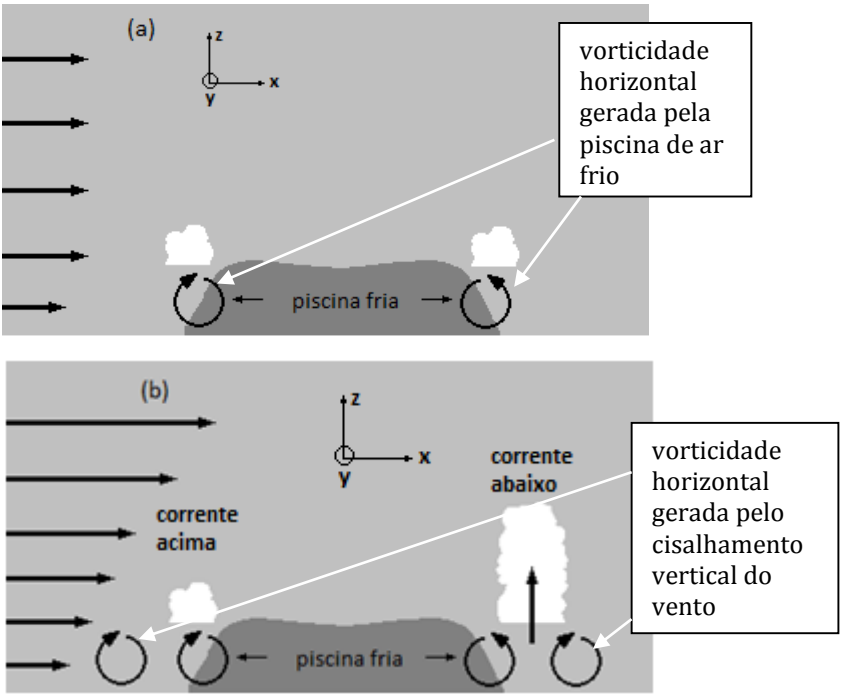


Figura 6. Atividade convectiva na periferia da piscina fria na (a) ausência e (b) presença de cisalhamento vertical do vento.

Fonte: Adaptado de The COMET Program (2015).

b) vorticidade horizontal gerada pelo cisalhamento vertical do vento: de maneira geral, o cisalhamento do vento constitui uma das causas de geração de vorticidade. Imagine uma roda imersa em um escoamento no qual as velocidades do vento aumentam em uma dada direção. Esta roda irá girar

no sentido horário ou anti-horário, dependendo do sentido dos valores crescentes das velocidades do fluido. Transportando este raciocínio ao caso do cisalhamento vertical do vento mostrado na figura 6b, as parcelas de ar irão girar no sentido horário, em torno do eixo-y, porque houve geração de rotação (ou vorticidade) devido ao cisalhamento vertical do vento. Esta rotação está indicada, em ambos os lados da piscina fria, pelas setas brancas na figura 6b. Como consequência destas rotações, na posição corrente abaixo do cisalhamento do vento, os sentidos das vorticidades induzidas pela piscina fria e pelo cisalhamento vertical são contrários, o que facilita a ascensão do ar e, portanto, a formação de nuvens com desenvolvimento vertical. Por outro lado, corrente acima do cisalhamento vertical, as vorticidades induzidas pela piscina fria e pelo cisalhamento vertical têm mesmo sentido, de maneira que as nuvens que vierem a se formar terão pouco desenvolvimento vertical.

2.2.3 Tempestades Supercelulares

As tempestades supercelulares são as mais perigosas. Podem produzir ventos fortíssimos, grandes granizos, intensos tornados e muitas descargas elétricas atmosféricas.

Estas tempestades começaram a ser estudadas somente a partir do advento do radar Doppler, porque sem o uso deste tipo de radar, não era possível determinar precisamente as variações do campo de vento nas tempestade ustamente, o que diferencia drasticamente as tempestades supercelulares dos outros dois tipos (unicelulares e multicelulares)Byers e Braham (1949) tinham à disposição somente radares convencionais, que fornecem unicamente dados de refletividade. Os radares Doppler fornecem, além das informações de refletividade, informações de velocidades radiais (ou Doppler). Valores negativos significam alvos que se aproximam do radar, enquanto que valores positivos indicam alvos que se afastam do radar. A capacidade de distinguir os movimentos das parcelas de ar foi fundamental para identificar as peculiaridades associadas às correntes ascendentes e descendentes em tempestades supercelulares.

A denominação de uma tempestade como supercelular deve-se ao pesquisador Keith A. Browning, nos anos 1960 (BROWNING; DONALDSON, 1963), provavelmente devido à sua longevidade, pois estas tempestades apresentam um tempo de vida entre 1 e 4 horas, tipicamente. Entretanto, dada a melhor compreensão que se tem atualmente sobre este tipo de tempestade, existe uma tendência recente de se adotar um critério dinâmico para classificar uma tempestade como supercelular, ao invés de seu tempo de vida.

O aspecto visual de uma tempestade supercelular, em estágio maduro, é mostrado na figura 7. Nesta figura

aparecem vários elementos que serão comentados posteriormente. Inicialmente, nota-se que o topo desta tempestade atinge níveis próximos da tropopausa. A sua protuberância resulta da grande intensidade da corrente ascendente que, por inércia, lança as gotas d'água para níveis acima da tropopausa. Este movimento ascensional é interrompido pela estabilidade térmica existente na estratosfera. Nestes altos níveis, a bigorna desta tempestade se espalha horizontalmente na direção para onde os ventos estão soprando. Em níveis médios, dentro da nuvem, encontra-se o mesociclone, fundamental para caracterizar uma tempestade como sendo supercelular. Quando este tipo de tempestade gera tornado, este ocorre no flanco dianteiro, em uma região envolta por nuvens (chamada "parede" de nuvens) e geralmente não é acompanhado por precipitação. Tipicamente, a precipitação é observada em outra parte da tempestade, podendo ser de grandes granizos até precipitação leve e até mesmo virga (precipitação que não atinge a superfície). A extensão horizontal desta tempestade pode atingir várias dezenas de quilômetros.

Esta descrição é aquela considerada típica de tempestades supercelulares, mas como a natureza é extremamente "criativa", é de se esperar muitas variações. Por exemplo, existem supercélulas que produzem muita precipitação e as que quase não precipitam, as que produzem mais de um tornado e as que não geram tornados, e assim por diante. Neste sentido, tempestades supercelulares altamente

precipitantes costumam produzir granizos enormes e ventos descendentes altamente divergentes perto da (ou à) superfície, chamados de *downbursts*, extremamente perigosos.

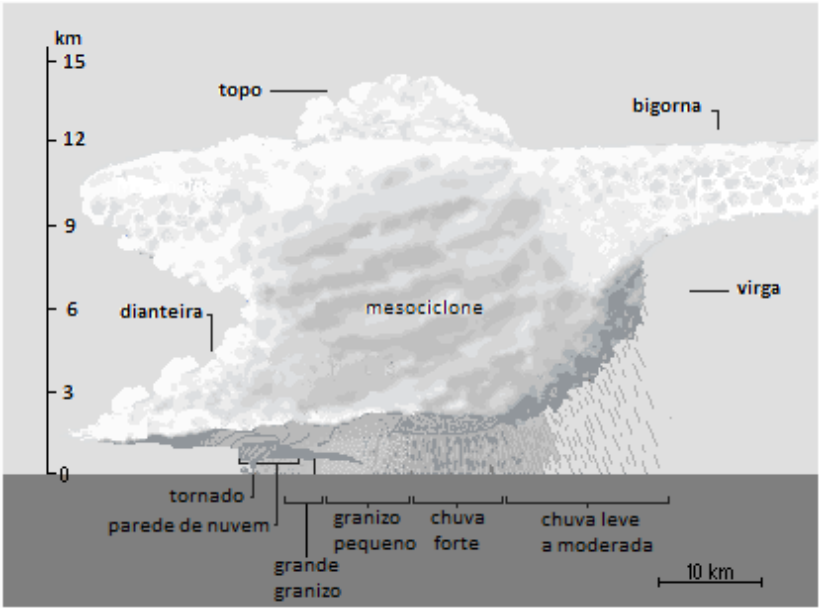


Figura 7. Ilustração do aspecto visual de uma tempestade supercelular.

Fonte: Adaptado de The COMET Program (2015)

Na sua forma mais simples, as tempestades supercelulares apresentam uma única corrente ascendente

em rotação, quase estacionária e profunda, que dá origem ao mesociclone. É o mesociclone que caracteriza uma tempestade como sendo supercelular, ou seja, a existência do mesociclone constitui um importante critério dinâmico para classificar uma tempestade como sendo deste tipo.

Como um mesociclone se forma? Esta circulação se forma devido à transferência de vorticidade horizontal em vorticidade vertical. Matematicamente, esta transferência é explicada pelo termo de inclinação na equação de evolução da vorticidade vertical ζ :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\vec{V}_h.\nabla(\zeta + f) - w\frac{\partial \zeta}{\partial z} - (\zeta + f)\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) \qquad (4)$$
$$\underbrace{-\left(\frac{\partial w}{\partial x}\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial z}\right)}_{\text{termo de inclinação}} - \left(\frac{\partial \alpha}{\partial x}\frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \alpha}{\partial y}\frac{\partial p}{\partial x}\right)$$

onde ζ é a vorticidade vertical, t é o tempo, f é o parâmetro de Coriolis, (u, v, w) são as componentes zonal, meridional e vertical do vento nas direções (x, y, z), respectivamente, α é o volume específico (ou inverso da densidade) e p é a pressão. Nota-se que no cálculo do termo de inclinação estão envolvidas as variações verticais das componentes horizontais do vento $\left(\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z}\right)$, multiplicadas pelas variações

horizontais da componente vertical do vento $\left(\frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial w}{\partial y}\right)$. Em outras palavras, tem-se multiplicação entre o cisalhamento vertical das componentes horizontais do vento e os cisalhamentos horizontais da componente vertical do vento.

A figura 8 ilustra o início do processo de formaçãode uma tempestade supercelular. O intenso cisalhamento vertical do vento ambiente provoca rotação (ou vorticidade) horizontal em um tubo de ar que, inicialmente, não apresentava vorticidade horizontal. Nesta figura, o vento horizontal do ambiente está representado pelas setas finas e a componente vertical do vento pelas setas largas e sombreadas. Por questões de simplicidade, foi considerada não nula somente a componente zonal (ao longo do eixo-x) do vento horizontal. Neste exemplo, o vento horizontal é de leste próximo à superfície e de oeste, em níveis médios e altos. Há, portanto, uma mudança de 180° com a altura, no sentido de onde sopra o vento horizontal. Além disto, há também uma mudança significativa nos valores das velocidades. Observa-se uma diminuição nas velocidades a partir da superfície até atingir o valor nulo. A partir deste nível, ocorre um aumento progressivo nos valores das velocidades horizontais com a altura. Como dito anteriormente, este perfil vertical de ventos caracteriza uma situação de forte cisalhamento vertical. O cisalhamento vertical provoca uma vorticidade (ou rotação) no ar no sentido horário, no caso deste exemplo. Na figura 8, esta rotação foi materializada pelo desenho do tubo de ar, em

cujas extremidades foram desenhados anéis de circulação para indicar o sentido da rotação horária, gerada pelo cisalhamento vertical.

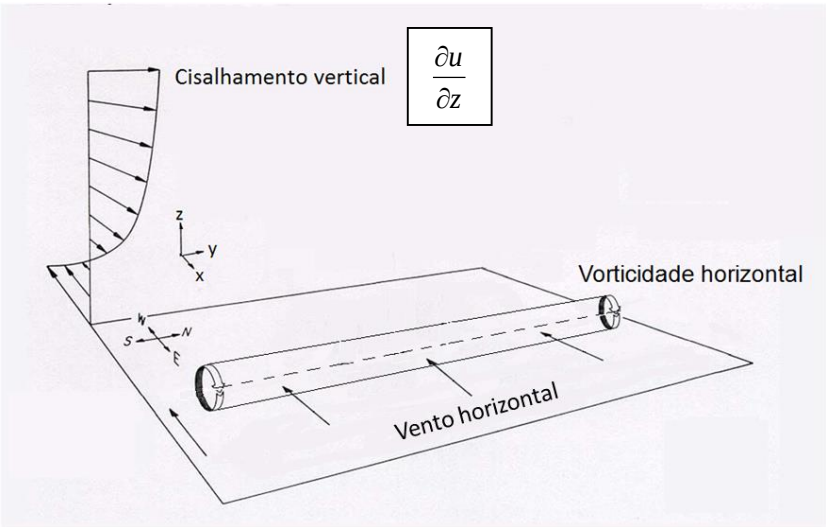


Figura 8. Vorticidade horizontal em um tudo de ar provocada pelo cisalhamento vertical do vento horizontal.

Se acrescentarmos o cisalhamento horizontal da componente vertical do vento, este tubo de ar começa a se erguer, como mostrado na figura 9. Note a ascensão do tubo de vórtice na região onde o cisalhamento horizontal do vento vertical é mais intenso. Assim, é a ação combinada do cisalhamento vertical do vento com o cisalhamento

horizontal da componente vertical que dá origem às correntes ascendentes em rotação que entram em uma tempestade supercelular. Uma importante consequência desta ação combinada é a formação do mesociclone, que é um circulação com vorticidade vertical, da ordem de 10^{-2} s^{-1} ou maior, com 2 a 10km de diâmetro e localizado entre 4 e 6km de altura dentro da nuvem.

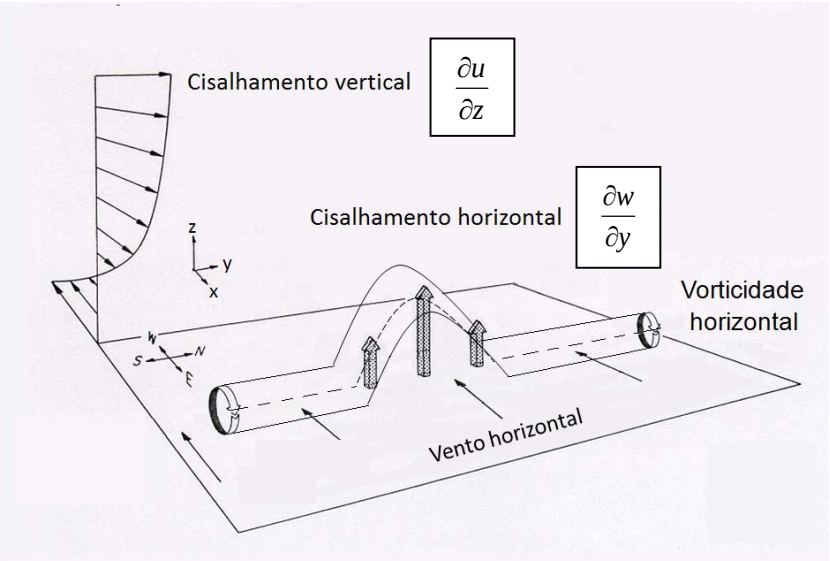


Figura 9. Transferência de vorticidade horizontal em vorticidade vertical, provocando ascensão do tubo de vórtice onde o primeiro é mais intenso.

A figura 10 mostra a localização do mesociclone já formado em uma tempestade supercelular, que se encontra

no estágio maduro. Nesta figura foi acrescentada a indicação do vento ambiente que entra na nuvem pelos baixos níveis e que atinge os altos níveis, em setas largas. Em baixos níveis, este pode atingir valores de até 20m/s. Em altos níveis, onde os valores são bem maiores, estes ventos provocam o espalhamento da bigorna na direção para a qual estão soprando. A partir do momento em que as tempestades supercelulares atingem a maturação, correntes descendentes começam a ocorrer dentro da nuvem, analogamente ao que ocorre em tempestades unicelulares e multicelulares. Lembrando, a origem das correntes descendentes está associada à relação entre o tamanho dos hidrometeoros existentes dentro da nuvem e a intensidade das correntes ascendentes. Quando as correntes descendentes saem pela base da nuvem e atingem a superfície, pode ocorrer intensa precipitação, inclusive de enormes granizos. Também, analogamente ao observado nos outros dois tipos de tempestades, ao sair pela base da nuvem, parte da precipitação evapora, causando o resfriamento do ar na camada entre a superfície e a base da tempestade. Este resfriamento causa a piscina de ar frio que, por sua vez, causa a frente de rajada. Comparando a dinâmica de formação e evolução de uma tempestade unicelular com a de uma tempestade supercelular, de fato, tudo é superlativo neste último caso. Na figura 10 é ilustrado o momento em que a precipitação ainda se encontra dentro da tempestade, como ilustrado pela seta sombreada direcionada para a superfície.

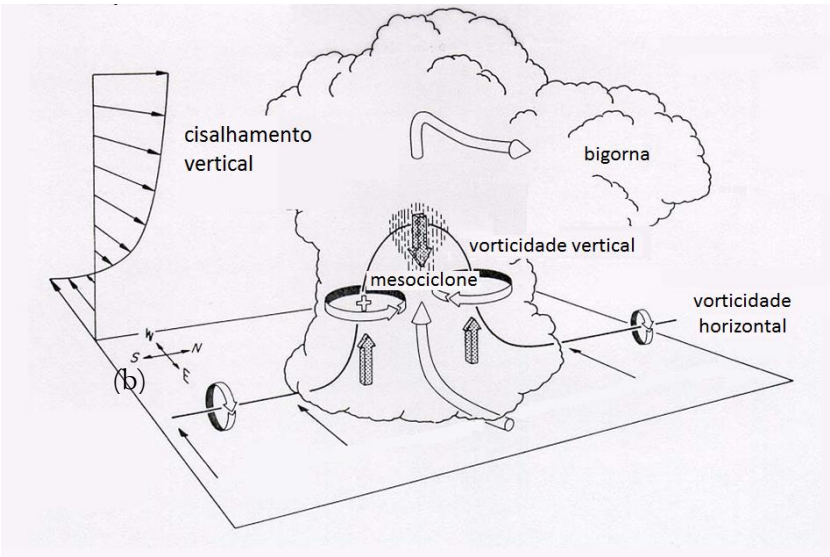


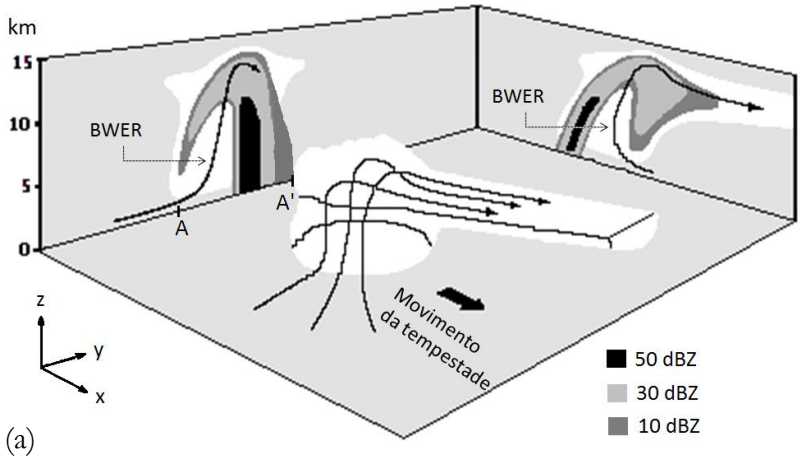
Figura 10. Formação do mesociclone em níveis médios, dentro de uma tempestade supercelular.

Fonte: Adaptado de KLEMP (1987).

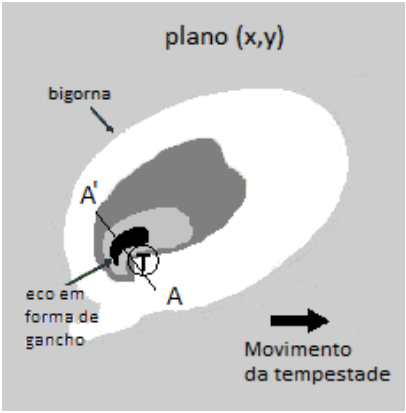
Na figura 11 tem-se uma visão em perspectiva de uma tempestade supercelular, onde é mostrada a distribuição espacial da refletividade e do campo de vento, obtidos a partir dos dados de radar. Um aspecto que logo chama a atenção é o formato curvo, em forma de "gancho", das áreas com refletividade superior a 10dBZ. De acordo com a literatura, esta é a "assinatura" de uma tempestade supercelular em imagens de radar (KLEMP, 1987). Esta região está inserida

em uma área onde os valores de refletividade são muito pequenos (inferiores a 10dBZ, em branco na figura 11). Isto decorre do fato de que a corrente ascendente em uma supercélula é muito intensa, de 10 a 40 m/s, podendo até 50m/s. Nesta corrente ascendente intensa, as gotículas de nuvem não têm tempo suficiente para crescer e, portanto, produzem valores baixos de refletividade, formando a chamada *Bounded Weak Echo Region* (BWER) (LIN, 2010).

A região BWER vista na figura 11a, é envolvida por áreas com valores de refletividades maiores (que apresentam a forma do "gancho" mencionado anteriormente) e normalmente é associada com o local onde estão as fortes correntes ascendentes. O segmento indicado pelas letras AA' delimita a extensão horizontal da região BWER que, tipicamente, pode atingir 20km. Este mesmo segmento foi desenhado na figura 11b, que mostra uma visão de cima desta tempestade supercelular. É interessante notar que, se esta tempestade produzir tornado, este ocorrerá perto da região BWER, no local indicado pela letra "T". Nesta figura também é vista a ampla bigorna, que se espalha na direção para onde sopram os ventos nos altos níveis, perto da tropopausa.



(a)



(b)

Figura 11. (a) Visão tridimensional e (b) visão superior de uma tempestade supercelular.

Fonte: Adaptado de MARKOWSKI, RICHARDSON (2010).

2.3 Considerações Finais

Este capítulo foi exclusivamente dedicado à apresentação dos três tipos básicos de tempestades que ocorrem na atmosfera. Como foi perceptível, a quantidade de informação é enorme. Para o leitor interessado em saber mais sobre este assunto, a leitura dos livros e artigos citados nas referências bibliográficas é aconselhável.

Para fixar os conhecimentos deste capítulo, abaixo estão elencadas algumas características marcantes de cada um dos três tipos básicos de tempestades apresentados.

Tempestades unicelulares:

a. são dispersas, pequenas e de curta duração (45 a 60 minutos);
b. se formam em ambiente com pouco cisalhamento vertical do vento e não iniciam convecção subsequente;
c. podem produzir ventos fortes , granizo e descargas elétricas atmosféricas;
d. apresentam um único par de correntes ascendentes/descendentes.

Tempestades multicelulares:

a. As novas células se formam em uma direção preferencial;

b. A frente de rajada é mantida pelas correntes descendentes frias e pode ser encontrada até vários quilômetros na vanguarda da tempestade;

c. Tempestades multicelulares têm longa duração devido à habilidade das células mais antigas engatilharem as novas células;

d. A chave para a longa vida de uma tempestade multicelular é a interação da frente de rajada com o cisalhamento de baixos níveis do ambiente.

Tempestades supercelulares:

a. se desenvolvem em ambiente com forte cisalhamento vertical do vento e tendem a durar várias horas;

b. tem um mesociclone associado com a corrente ascendente em rotação;

c. sua estrutura de nuvens, circulação e processos de formação da precipitação são organizados por um único par de correntes ascendentes/descendentes em rotação de grandes dimensões;

d. as tempestades supercelulares tendem a produzir os tornados mais intensos e duradouros.

2.4 Referências Bibliográficas

BROWNING, K.A.; DONALDSON, R.J. Jr. Airflow and structure of a tornadic storm. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v.20, p.533-545, 1963.

BYERS, H. R.; BRAHAM Jr., R. R. **The Thunderstorm**, U.S. Government Printing Office, 1949, 287p.

DOSWELL, C.A. III; BROOKS, H.E.; MADDOX, R.A. Flash Flood Forecasting: An Ingredients-Based Methodology. **Weather and Forecasting**, v.11, n.12, p.560-581, 1996.

DOSWELL, C.A., III. **The Operational Meteorology of Convective Weather**. v.2: Storm Scale Analysis. NOAA Tech. Memo. ERL ESG-15, 1985.

FOVEL, R.G.; TAN, P-H. The temporal behavior of numerically simulated multicell-type storms: II. The convective cell life cycle and cell regeneration. **Monthly Weather Review**, v.126, p. 551-577, 1998.

HALLIDAY, D.; RESNICK, R.; WALKER, J. **Fundamentals of Physics**, 10th ed., Wiley, 2013, 1232p.

HOLTON, J.R. **An Introduction to Dynamic Meteorology**. 4th ed., Academic Press, 2004, 553p.

KLEMP, J.B. Dynamics of tornadic thunderstorm. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v.19, p.369-402, 1987.

LIN, Y-L. **Mesoescale Dynamics**. New York, EUA. 2nd ed. Cambridge University Press, 2010, 646p.

MARKOWSKI, P.; RICHARDSON, Y. **Mesoscale Meteorology in Midlatitudes**. Wiley, 2010, 430p.

ROTUNNO, R.; KLEMP, J.B.; WEISMAN, M.L. A theory for strong, long-lived squall lines. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v.45, p.463-485, 1988.

The COMET Program (2015). Disponível em http://meted.ucar.edu/ Acesso em: 22 mai. 2015.

WAKIMOTO, R. M. The life cycle of thunderstorm gust fronts as viewed with Doppler radar and rawinsonde data. **Monthly Weather Review**, v.110, n.8, p. 1060-1082, 1982.

WALLACE, J. M.; HOBBS, P. V. **Atmospheric Science: An Introductory Survey**, 2nd ed. Elsevier, Burlington, MA, 2006, 483p.

CAPÍTULO 3

VISÃO GERAL SOBRE ASSIMILAÇÃO DE DADOS

Fabrício Pereira Härter

3.1 Introdução

A previsão de tempo realizada por diversos centros nacionais de vários países utiliza Modelos Numéricos de Previsão de Tempo (MNPT. Estes modelos são representados por conjuntos de equações diferenciais parciais acopladas, portanto, dependentes das condições iniciais, obtidas por análise objetiva (KALNAY, 2004). Na construção da análise, podem ser utilizadas técnicas de assimilação de dados com o objetivo de combinar um campo *a priori*, em geral oriundo da modelagem do escoamento, chamado *background* em inglês, com dados observados. Estas previsões apresentam incertezas devido a insuficiência física representadas pelas equações do modelo em relação a realidade do escoamento atmosférico e pela aproximação numérica empregada na solução das equações diferenciais acopladas. As observações apresentam erros de diferentes causas, tais como, a limitação de precisão dos instrumentos e erros de calibração.

Assimilação de Dados (AD) é um procedimento no qual se combina previsão de curto prazo com observações para a construção da análise, considerando-se o conhecimento da

estatística dos erros de previsão e observação. O estado da arte em assimilação de dados inclui os métodos Variacionais tridimensionais (3DVAR) e quadridimensionais (4DVAR) e aplicação de filtro de Kalman (KF) com suas variantes (KALNAY, 2004).

Todavia, mesmo que os modelos fossem perfeitos e as observações exatas, a natureza caótica do sistema impediria que a previsão fosse exata (100% de acertos). Além disso, a assimilação de dados em modelos atmosféricos tem a dificuldade associada ao número de graus de liberdade dos modelos de previsão sinóptica ($\sim 10^7$). Para superar esta dificuldade, autores propõem uma metodologia baseada em Redes Neurais Artificiais, doravante denominadas Redes Neurais (NN), pois a complexidade dos algoritmos de NNsão bem menores do que filtros de Kalman e métodos variacionais, durante a fase de ativação da rede (HÄRTER, 2008).

Matematicamente AD pode ser descrita como um processo de dois passos:

Passo 1: previsão $w^f_n = F(w^a_{n-1})$ (1)

Passo 2: análise $w^a_n = w^f_n + d_n$ (2)

onde w_n representa o vetor de estado do modelo no passo de tempo t_n, $F[.]$ o modelo matemático de previsão, os índices f e a denotam respectivamente os valores preditos e analisados e, finalmente, d_n é o incremento da análise. O vetor incremento da análise é calculado como sendo um produto

entre uma matriz de ponderação e uma função que mede a discrepância entre a previsão do modelo e as observações:

$$d_n = G_n[w^o{}_n + H(w^f{}_n)] \qquad (3)$$

sendo G_n a matriz de ponderação (ou matriz de ganho, como é chamado em filtros de Kalman). Esta matriz é calculada por um estimador que poderá ser mínimos quadrados ou máxima variância; ou por uma fórmula envolvendo a matriz de covariância, como em filtros de Kalman; ou pode ser parametrizada, por exemplo $G_n=\alpha_n I$, onde n é um parâmetro que varia com o tempo. Esta parametrização é usada em métodos variacionais de assimilação.

A função de discrepância assume formas diferentes para cada método de assimilação:

$$f\left(w_n^o - w_n^p\right) = \begin{cases} w_n^o - Hw_n^p & - \quad FK \\ \nabla J\left(w_n^p - w_n^o\right) & - \quad Var \end{cases} \qquad (4)$$

onde a função custo $J\left(w_n^p - w_n^o\right)$ é dada por:

$$J\left(w_n^p - w_n^o\right) = \frac{1}{2}(w_n^p - w_n^o)^T \theta (w_n^p - w_n^o). \qquad (5)$$

O método de assimilação de dados baseado em Redes Neurais (NN) pode ser escrito como

$$w_n^a = F_{RN}(w_n^p, w_n^o) \qquad (6)$$

onde F_{RN} representa a NN descrita anteriormente. Resultados com esta técnica são apresentados em Härter (2000).

3.2 Revisão de literatura sobre publicações relevantes

A seguir destaca-se alguns trabalhos seminais sobre as metodologias apresentadas neste capítulo, na seguinte ordem: KF, métodos variacionais e NN.

Huang e Yang (1996) avaliam o procedimento de assimilação com as equações de Lorenz e o método de assimilação 4DVAR. Os autores mostram que quanto maior for o ruído na Condição Inicial CI, maior deve ser número de interações durante o minimização do gradiente da função custo. Os autores concluem também que, com observações de apenas uma das três variáveis do sistema e 40% de ruído na CI, a trajetória do modelo não é corrigida pela assimilação.

Mogensen e Huang (1998) exploram a capacidade do método 3DVAR em estimar parâmetros do Modelo de Lorenz e apresentam resultados a cerca de variações na janela de assimilação e ruído nos dados observados. Os autores concluem que a estimativa de parâmetros é uma aplicação promissora para a abordagem variacional.

Hayden *et al.* (2011) destacam a desejável característica de rápida convergência do algoritmo 3DVAR em aplicações ao modelo de Lorenz tanto para o caso discreto como para o caso contínuo.

Law *et al.* (2013) estudaram o a performance do 3DVAR no modelo de Lorenz (1963) e concluíram que a metodologia de inflação de variância (por fator multiplicativo) (MIYOSHI, 2005) tende a estabilizar o filtro, condicionando a convergência do algoritmo de minimização e melhorando a precisão da correção das trajetórias do escoamento.

Miller *et al.* (1994) aplicaram ao Modelo de Lorenz o filtro de Kalman Estendido (EKF), versão do KF para problema não-lineares. Os autores concluíram que a assimilação apresenta bons resultados para freqüências de observação relativamente altas, considerando-se o EKF com primeiro e segundo momento estatístico. Ao utilizarem terceiro e quarto momento, formulação de Monte Carlo, a trajetória é muito bem corrigida pela inserção do dado.

Miyoshi (2005) investiga variações do filtro de Kalman por Ensemble (EnKF), apresentando as seguintes conclusões baseadas no sistema de Lorenz: (1) calculando a covariância do erro de observação de maneira localizada (multiplicando a covariância do erro de observação pelo inverso de uma Gaussiana) é possível assimilar maior número de observações; (2) A performance do filtro de Kalman Localizado por Ensemble (LEKF) é igual ou melhor do que a do Ensemble do Filtro de Kalman por Raiz Quadrada (EnSR) com parâmetros similares; (3) ponderar a covariância em função do tempo e local é uma proposta promissora em assimilação de dados.

A grande dimensão dos modelos numéricos de previsão de tempo inviabiliza a aplicação operacional do KF, mas

simplificações desta metodologia, como em Filtro de Kalman por Ensemble - EnKF (EVENSEN, 1994; BURGERS et al., 1998; WHITAKER e HAMIL, 2002; TIPPET et al. 2003), Filtro de Kalman Transformado por Ensemble - ETKF (BISHOP et al, 2001), Filtro de Kalman Suavizado por Ensemble – EAKF (ANDERSON, 2001), Filtro de Kalman Localizado por Ensemble (LEKF) (OTT et al., 2004) implicam em redução do custo computacional e permitem a aplicação da teoria de filtragem de Kalman ao problema de assimilação de dados em PNT operacional.

Apesar de haver muitas aplicações de NN em meteorologia, a aplicação desta metodologia em assimilação de dados é recente. A primeira implementação de NN para emular um KF em um problema de assimilação de dados foi desenvolvido por Nowosad et al. (2000). Liaqat et al. (2003) e Tang e Hsieh (2001) também usaram NN em assimilação de dados, mas a abordagem empregada por Nowosad et al. (2000) é bastante diferente dos trabalhos de Liaqat et al. (2003) e Tang e Hsieh (2001), onde NN são utilizadas para substituir uma equação desconhecida do modelo matemático. De qualquer forma, tanto os trabalhos de Liaqat et al. (2003), como de Tang e Hsieh (2001) mostram um bom desempenho das NN ao emular um sistema dinâmico.

Furtado et al. (2008), obtiveram bons resultados com a Rede Neural Perceptron Multicamada (MLP-NN) emulando um filtro de partículas, com o modelo de Lorenz no regime fortemente não-linear e caótico.

Härter e Campos Velho (2008), emularam um EKF através da Rede Neural de Funções de Base Radial (RBF-NN) num contexto de assimilação de dados. A técnica mostrou-se precisa e promissora, quanto a sua aplicação a modelos de equações primitivas.

Em Härter et al. (2008), emularam o EKF através da Rede Neural Perceptron Multicamadas (PMC-NN) com validação cruzada num problema de AD em clima espacial. Os resultados são encorajadores e abrem uma nova linha de pesquisa em clima espacial.

Cintra e Campos Velho (2010) abordaram o problema de AD por NN e um modelo atmosférico tri-dimensional (3D). Os experimentos confirmaram que esta técnica pode ser aplicada a modelos meteorológicos de equações primitivas, embora a minimização do gradiente de alta dimensão durante o treinamento das redes ainda seja um desafio.

3.3 Métodos Seqüênciais

Segundo Sorenson (1970) o conceito de Gauss de Teoria de Estimação por Mínimos Quadrados, originalmente estimulado por estudos astronômicos, tem sido a base para o estudo de técnicas de teoria de estimação nos últimos 170 anos, provavelmente nenhuma tão útil em relação às necessidades atuais como o KF.

3.3.1 Filtro de Kalman

Embora o KF tenha sua origem nos Mínimos Quadrados (MQ), como se verifica na afirmação de Sorenson, tem sido utilizado em estudos de poluição atmosférica (ZHANG et al., 1997), Oceanografia (MILLER et al., 1994) e Meteorologia (DALEY, 1991), no contexto de Assimilação de Dados.

O KF (JAZSWINSKI, 1970) é o melhor estimador para modelos lineares, quando os erros de modelagem e observação são Gaussianos. Podemos descrevê-lo conforme os dois passos a seguir e ilustrado na Figura 1:

1. Passo de previsão

$$w_{n+1}^{f} = F_n w_n^{f} + \mu_n \qquad (7)$$

$$P_{n+1}^{f} = F_n P_n^{a} F_n^{T} + Q \qquad (8)$$

2. Passo de Análise

$$K_{n+1} = P_{n+1}^{f} H_{n+1}^{T} [R_{n+1} + H_{n+1} P_{n+1}^{f} H_{n+1}^{T}]^{-1} \qquad (9)$$

$$w_{n+1}^{a} = w_{n+1}^{f} + K_{n+1}\left[y_{n+1}^{o} - H\left(w_{n+1}^{f}\right)\right], \qquad (10)$$

$$P_{n+1}^{a} = [I - K_{n+1} H_{n+1}] P_{n+1}^{f}, \qquad (11)$$

onde F_n^{f} representa o modelo matemático, μ_n é uma forçante estocástica (modelagem dos erros de ruído), o subescrito *n* denota o passo de tempo discreto, e o superescrito *f* representa a previsão. O sistema de observação [

$y^{o}_{n+1} - H(w^{f}_{n+1}) + v_n$] é modelado pela matriz *H*, e v_n é o ruído de observação. Assume-se, para os ruídos, as hipótese típicas e gaussianidade, ortogonalidade e média zero. O vetor de estado é definido por $w_{n+1} = [X_{n+1}, Y_{n+1}, Z_{n+1}]^T$, e estimado através da recursão dada por $w^a_{n+1} = w^f_{n+1} + K_{n+1}\left[y^{o}_{n+1} - H(w^{f}_{n+1})\right]$, onde w^a_{n+1} representa a análise, K_n o ganho de Kalman, dado pela minimização da variância do erro de estimativa J_{n+1}, onde $J_{n+1} = E\{(w^a_{n+1} - w^f_{n+1})^T (w^a_{n+1} - w^f_{n+1})\}$, sendo $E\{.\}$ o valor esperado, Q_n a covariância de μ_n e R_n é a covariância de v_n.

A assimilação é feita através da amostragem: $r_{n+1} \equiv z_{n+1} - z^f_{n+1} = z_{n+1} - H_n w^f_{n+1}$.

Uma particularidade importante do KF, é que mesmo a partir de uma CI pouco representativa da atmosfera, o filtro é capaz fornecer a melhor estimativa do estado da atmosfera, bem como a covariância dos erros de previsão.

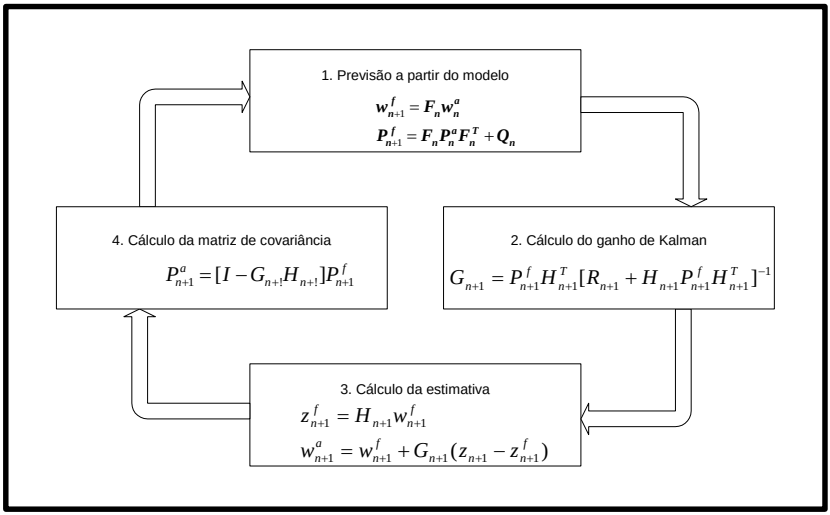


Figura 1. Ilustração do Filtro de Kalman.

3.3.2 Filtro de Kalman Estendido

Neste texto, trata-se da aplicação do KF a PNT, problema altamente não-linear. Para tais problemas, o KF original não pode ser diretamente aplicado. Aplica-se a este, o Filtro de Kalman Estendido (FKE).

No EKF, as hipóteses típicas de gaussianidade, ortogonalidade e média zero são adotadas para os ruídos. Porém, a descrição matemática do sistema $f_n(X_n^f)$ e o operador de observações $h_n(X_n^f)$ são funções não-lineares de X_n. Portanto, as seguintes aproximações devem ser aplicadas:

$$f_n(X_n) = f_n(X_n^a) + F_n(X_n - X_n^a) \quad (12)$$

$$h_n(X_n) = h_n(X_n^a) + H_n(X_n - X_n^f) \quad (13)$$

onde F_n e H_n são:

$$F_n = \left.\frac{\partial f_n}{\partial X}\right|_{X = X_n^a} \quad (14)$$

$$H_n = \left.\frac{\partial h_n}{\partial X}\right|_{X = X_n^f} . \quad (15)$$

3.3.3 Filtro de Kalman por Conjuntos

De acordo com Miller et al. (1994), se o sistema é muito instável e as observações não são freqüentemente amostradas, é possível que a linearização torne o modelo impreciso a tal ponto da estimativa do EKF não convergir para a solução do problema.

A equação de atualização dada por P_f fornece os *erros do dia*, mas seu custo computacional torna a aplicação inviável do ponto de vista operacional. Portanto, na prática, esta equação é substituída por simplificações, tais como, média sobre um conjunto de previsões, ou seja:

$$P^f \approx \frac{1}{K-1}\sum_{k=1}^{K}\left(X_k^f - \bar{X}^f\right)\left(X_k^f - \bar{X}^f\right)^T , \quad (16)$$

onde o conjunto tem K ciclos de assimilação.

3.4 Métodos Variacionais

Os métodos variacionais são uma abordagem alternativa aos sequenciais, conforme descritos na seções a seguir.

3.4.1 Método Variacional Tri-Dimensional

No método 3DVAR é definida uma função custo, proporcional ao quadrado da distância entre a análise e o *background* e entre a análise e as observações. O mínimo desta função (equação abaixo) representa a análise.

$$J_o(W) = \frac{1}{2}\{[y_o - H(W)]^T \mathbf{R}^{-1}[y_o - H(W)] + (W - W_b)^T \mathbf{B}^{-1}(W - W_b)\} \quad (17)$$

onde W é a matriz de estados, W_b é o campo de *background* (integração curta do modelo ou climatologia), y_0 é o vetor de observações, H é o operador de observação (projeta a matriz de estado no espaço do vetor de observações), B é a matriz de covariância dos erros de estimativa e R é a matriz de covariância dos erros de observação.

A função custo J, mede:

- distância entre o campo W e as observações (primeiro termo);
- distância entre a verdade e o *background*;

O mínimo de J é obtido para W=W_a, ou seja, a análise. A minimização é realizada através de processos iterativos por algoritmos como *steepest descent* (gradiente descendente), como:

$$W_0^{f,i+1} = W_0^{f,n} - \alpha \nabla J(W_0^{f,n}), \qquad (18)$$

onde i é o número de iterações e ∇J é o gradiente da função custo em relação ao estado inicial $W_0^{f,i}$. Se a iteração converge, $W_0^{f,i}$ aproxima-se do estado inicial $W_0^{f,\infty}$, que satisfaz $J = min(J)$.

Vários centros meteorológicos operacionais, tais como o centro europeu, canadense e centro do Reino Unido, utilizam o 3DAR para construir suas análises, pois este método tem a importante característica de ser computacionalmente viável em PNT operacional.

3.4.2 Método Variacional Quadri-Dimensional

O 3DVAR embora computacionalmente atrativo, não leva em consideração os *erros do dia*. Isto significa que a covariância dos erros de *background* é estática. Alternativas a esta limitação são tratadas nos métodos 4DVAR (RABIER e

COURTIER, 1992; COURTIER et al. 1994; COURTIER e TALAGRAND, 1998; RABIER et al. 2000). O 4DVAR depende do modelo e é computacionalmente muito mais custoso do que 3DVAR, porém muito mais preciso

O 4DVAR é equivalente ao 3DVAR, com a diferença que no método 4DVAR a minimização é feita numa "janela de assimilação". Esta diferença não é trivial! A função custo é definida na seguinte equação:

$$J(x(t_0)) = \frac{1}{2}\{[x - x_b(t_0)]^T B_0^{-1}[x(t_0 - x_b(t_0)] + \sum_{i=0}^{i=N}[y_{o,i} - H(x_i)]^T R_i^{-1}[y_{o,i} - H(x_i)]\} \qquad (19)$$

Na prática, procura-se uma nova CI) para o modelo direto (um modelo de previsão numérica de tempo, por exemplo). Esta nova CI é dada pela minimização da função custo.

A teoria do método variacional diz que a função custo é obtida pelo modelo adjunto integrado na ordem reversa somado ao incremento (diferença entre previsão e observação). Sendo que o modelo adjunto é o transposto do modelo tangente linear e que o modelo tangente linear é dado pela linearização do modelo direto.

3.5 Redes Neurais

É crescente a produção científica associada a pesquisas que utilizam Redes Neurais (NN), pois estas encontram aplicações em diversas áreas das ciências, tais como

associação e reconhecimento de padrões, aproximação de funções, controle e filtragem, entre outras.

Esta ampla aplicabilidade das NN deve-se ao fato, pelo menos em parte, das redes serem uma boa alternativa à solução de problemas nos quais não se conhece, ou pouco se conhece, da física do problema. A literatura refere-se a esta característica das NN relatando que estas são um bom substituto a ignorância. Os métodos clássicos partem de um modelo numérico baseado na física do problema, que posteriormente é validado com dados observados, enquanto as NN são baseadas diretamente nos dados observados, sendo que no seu projeto não se faz necessário o conhecimento físico do problema e tampouco do modelo numérico. Todavia, anexar o conhecimento físico e um modelo numérico a um projeto de NN, o que acontece em neurodinâmica, como em AD, faz das NN uma técnica de maior aplicabilidade.

Entre as principais propriedades e capacidades desta técnica estão: não-linearidade, mapeamento de entrada-saída, adaptabilidade, aprender com exemplos, processamento paralelo e distribuído, capacidade de generalização e tolerância a falhas (HAIKYN, 2001).

A capacidade de aprender através de exemplos e de generalizar a informação aprendida é, sem dúvida, o atrativo principal da solução do problema através de NN. A generalização, que está associada à capacidade da rede aprender através de um conjunto relativamente reduzido de exemplos e posteriormente dar respostas coerentes para

dados não conhecidos, é uma demonstração de que a capacidade das NN vai muito além do que simplesmente mapear relações de entrada e saída. As NN são capazes de extrair informações não apresentadas de forma explícita através de exemplos.

Não obstante, as NN são capazes de atuar como mapeadores universais de funções multivariáveis com custo computacional que cresce apenas linearmente com o número de variáveis. Outra característica importante é a capacidade de auto-organização e de processamento temporal que, aliada as características citadas anteriormente, faz das redes uma ferramenta computacional extremamente poderosa e atrativa para a solução de problemas complexos (BRAGA et al., 2000).

Apesar da ampla aplicabilidade das NN, deve-se levar em consideração que esta técnica não resolve todo o tipo de problema. Kovacs (1996) adverte que para fenômenos essencialmente aleatórios, fenômenos para os quais não é possível encontrar nenhum modelo que permita descrever seu comportamento sob condições arbitrárias, a única modelagem possível é a probabilística. Nesse sentido, quando se procura modelar com redes neurais, inadvertidamente, um processo essencialmente aleatório, como por exemplo os índices do mercado especulativo, pode-se até conseguir algum desempenho temporário, enquanto alguma estrutura oculta perdurar, mas o modelo será imprevisivelmente instável.

Uma dificuldade encontrada no uso de NN é definir o número de neurônios, de camadas escondidas, tamanho do conjunto de treinamento, taxa de aprendizagem, que pode ser fixa ou variável e constante de momento. A rede de Correlação em Cascata (FAHLMAN e LABIERE, 1990 propõe uma alternativa para definir o número de neurônios e camadas mais adequado para o problema a ser resolvido. Nesta rede o número de neurônios aumenta e diminuem conforme uma regra onde os neurônios competem entre si. Todavia sua implementação é mais difícil do que a implementação das MLP-NN e FBR-NN. Estas questões são abordadas com maior detalhe nas seções seguintes.

Os trabalhos de Nowosad et al. (2000), Tang and Hsieh (2001), Liaqat et al. (2003), Härter e Campos Velho (2008, Furtado et al (2008) e Cintra e Campos Velho (2010) representam a evolução das pesquisas de NN aplicadas a AD. Entretanto, somente a aplicação desta metodologia em modelos operacionais de PNT, comprovará definitivamente sua eficácia como uma técnica competitiva aos já testados filtros de Kalman e métodos variacionais.

Por ser uma metodologia recente em AD, reserva-se as próximas subseções para explicar o neurônio artificial, a arquitetura e o funcionamento das NN, funções de ativação, paradigmas e regra de aprendizagem mais utilizada. Finaliza-se a seção descrevendo-se as redes *feedforward* mais utilizadas (Perceptrom de Múltiplas Camadas e Função de Base Radial) e Redes Recorrentes (Elman e Jordan).

3.5.1 Neurônio Artificial

Um neurônio é uma unidade de processamento de informação fundamental para a operação de uma NN (Haykin, 2001). Identifica-se três elementos básicos do modelo neural:

- um conjunto de sinapses ou elos de conexão, cada uma caracterizada por um peso próprio. Especificamente, um sinal X_j na entrada da sinapse j conectada ao neurônio k é multiplicada pelo peso sináptico kj;
- um somador para os sinais de entrada, ponderados pelas respectivas sinapses do neurônio;
- uma função de ativação para limitar a amplitude da saída de um neurônio.

Tipicamente a faixa de amplitude da saída de um neurônio é o intervalo [0, 1] ou alternativamente [−1, 1]. No modelo de neurônio artificial mostrado na Figura 2, pode-se opcionalmente, incluir um limiar b_k aplicado externamente, que tem o efeito de acrescentar um grau de liberdade a cada neurônio.

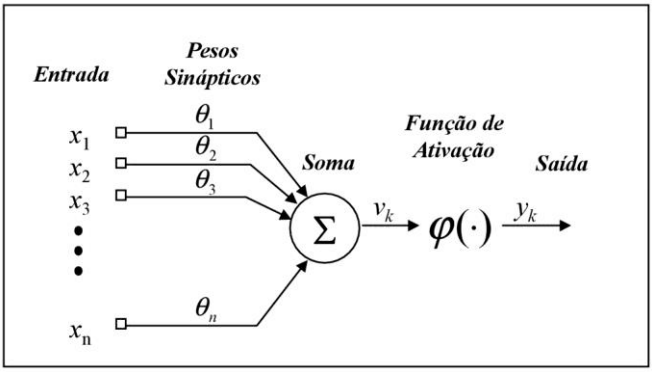


Figura 2. Modelo de Neurônio Artificial

Matematicamente pode-se escrever um neurônio k através do seguinte par de equações

$$u_k = \sum_{j=1}^{m} \theta_{kj} w_j, \qquad (20)$$

$$y_k = \varphi\ (u_k + b_k), \qquad (21)$$

onde x_1, ..., x_m são sinais de entrada; k_1, . . . , k_m são os pesos sinápticos do neurônio k; u_k é a saída do combinador linear devido aos sinais de entrada; b_k é o viés; $\varphi(.)$, é a função de ativação e y_k é o sinal de saída do neurônio. O uso do viés ou limiar b_k tem o efeito de aplicar uma transformação afim à saída u_k do combinador linear do modelo da Figura 2, conforme

$$v_k = u_k + b_k. \qquad (22)$$

3.5.2 Arquitetura das Redes Neurais

As diferentes arquiteturas de NN são formadas pela combinação de neurônios artificiais. Os neurônios podem ser dispostos de maneira a formar uma ou mais camadas.

Em parte da literatura as entradas são consideradas a primeira camada da rede. Neste texto as entradas serão denominadas de camada de entrada, a primeira camada sem contato com o meio externo de primeira camada escondida e assim sucessivamente para as demais camadas escondidas. Os valores na saída da rede são denominados de camada de saída. Nas redes em que as entradas projetam-se diretamente sobre a camada de saída, a rede é chamada de *feedforward* (alimentação para frente). Quando há realimentação entre uma das camadas da NN, a rede é chamada de recorrente.

Destaca-se ainda na arquitetura das NN, os tipos de conexão entre os neurônios, ou seja, diz-se que a rede é totalmente conectada quando todas as saídas de uma camada estão conectadas em todos os neurônios da próxima camada. Na falta de alguma dessas conexões se diz que a rede é parcialmente conectada.

A definição da arquitetura de uma NN é um parâmetro importante na sua concepção, uma vez que ela restringe o tipo de problema que pode ser tratado pela rede. NN com uma única camada de nodos, por exemplo, só consegue resolver problemas linearmente separáveis. Redes recorrentes, por sua vez, são mais apropriadas para resolver problemas que envolvam processamento temporal.

3.5.3 Funcionamento das Redes Neurais

Em NN, o procedimento usual na solução de problemas passa inicialmente por uma fase de aprendizado, também conhecida como treinamento, em que um conjunto de exemplos é apresentado para a rede, a qual extrai as características necessárias para representar a informação fornecida. Estas características, armazenadas nos pesos sinápticos, são utilizadas posteriormente na fase conhecida como ativação, para gerar respostas para o problema. Neste texto a resposta fornecida pela rede é o sinal estimado ou variável assimilada.

O treinamento pode ser feito por lote, onde os pesos são atualizados após todos os padrões de treinamento serem apresentados a rede, ou pode ser por padrão, onde os pesos são atualizados à medida que cada padrão de treinamento (também denominado exemplo de treinamento) é apresentado a rede.

Um ponto crucial no funcionamento das NN é adotar um critério de parada para o treinamento. Geralmente a rede é treinada até que um número máximo de épocas de treinamento, definido *a priori*, seja atingido ou que um erro objetivo seja alcançado. Define-se uma época de treinamento a apresentação de todo o conjunto (ou padrões) de treinamento a rede. O critério de parada em função do erro objetivo pode ser aplicado com paradigma de aprendizagem supervisionada, definido na próxima seção.

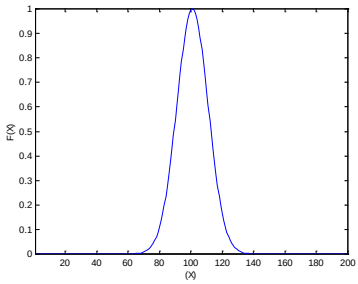
3.5.4 Funções de ativação

A função de ativação restringe a amplitude do sinal na saída de um neurônio. Geralmente se restringe o sinal ao intervalo [0,1] ou ao intervalo [-1,1]. A seguir apresenta-se duas funções de ativação muito comuns na literatura.

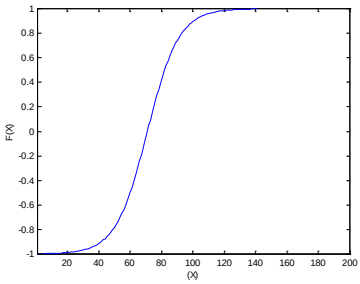
A função de ativação (Figura 3a e 3b) é representada por $\varphi(v)$, onde v é campo local induzido, conforme segue:

$$\varphi(v_j) = exp\left[\frac{(v_j - \mu)^2}{2\sigma^2}\right]; \qquad \varphi(v_j) = tanh\left(\frac{av_j}{2}\right) \tag{23}$$

Os valores na entrada devem ser normalizadas para valores restritos ao intervalo da função de ativação utilizada e, posteriormente, deve ser feito o processo inverso para que as variáveis estimadas voltem ao intervalo da função original.



(a)



(b)

Figura 3. Função de ativação (a) gaussiana e (b) tangente hiperbólica.

3.5.5 Paradigmas e Regras de Aprendizagem

Um conjunto de procedimentos bem definidos para adaptar os parâmetros de uma rede neural para que a mesma possa aprender uma determinada função é chamado de algoritmo de aprendizagem. Os algoritmos de aprendizagem seguem basicamente dois paradigmas, o supervisionado e o não-supervisionado. No paradigma supervisionado, tanto a entrada como a saída da NN são conhecidas, sendo que a rede opera no sentido de encontrar pesos que minimizem a diferença entre a entrada e a resposta desejada num sentido estatístico, geralmente o erro médio quadrático.

Na aprendizagem não-supervisionada somente os padrões de entrada estão disponíveis para a rede, ao

contrário da aprendizagem supervisionada, cujo conjunto de treinamento possui pares de entrada-saída. A partir do momento em que rede estabelece uma harmonia com as regularidades estatísticas da entrada de dados, desenvolve-se nela uma habilidade de formar representações internas para codificar características da entrada e criar novas classes ou grupos automaticamente (Braga et al., 2000).

As regras comumente aplicadas com o paradigma supervisionado são correção de erros e a regra delta, que foi generalizada para o treinamento do MLP-NN, conhecido como algoritmo de retropropagação do erro. O algoritmo de retropropagação é a mais poderosa técnica para o aprendizado da MLP-NN.

A seguir resume-se o algoritmo de retropropagação, segundo Haykin (2001).

1 - Iniciação: assumindo nenhuma informação prévia disponível, os pesos sinápticos e limiares são iniciados com valores que seguem uma distribuição uniforme.

2 - Apresentação dos exemplos de treinamento: apresenta-se uma época de exemplos de treinamento à rede. Para cada exemplo do conjunto de treinamento executa-se os passo 3 e 4 apresentados a seguir.

3 - Cálculo para Frente (Propagação): sendo um exemplo do conjunto de treinamento representado por $(x(n), d(n))$, com o

vetor de entrada $x(n)$ aplicado a camada de entrada de nós sensoriais e o vetor resposta desejada $d(n)$ apresentado à camada de saída de nós computacionais, calcula-se os campos locais induzidos e os sinais funcionais camada por camada da rede. O campo local induzido $v_j^{(l)}(n)$ para o neurônio j na camada-l é

$$v_j^{(l)}(n) = \sum_{i=0}^{m_0} \theta_{ji}^{(l)}(n) y_i^{(l-1)}(n) \qquad (24)$$

onde $y_i^{(l-1)}(n)$ é o sinal de saída do neurônio i na camada interior $(l-1)$, na iteração n, e $\theta_{ji}^{(l)}(n)$ é o peso sináptico do neurônio j da camada l, que é alimentado pelo neurônio i da camada $l-1$. Para $i=0$, temos $y_o^{(l-1)}(n) = +1$ e $\theta_{j0}^{(l)}(n) = b_j^{(l)}(n)$ é o viés aplicado ao neurônio j na camada l. O sinal de saída do neurônio j na camada l é

$$y_j^l = \varphi_j(v_j(n)) \qquad (25)$$

Se o neurônio j está na primeira camada oculta (ex., $l=1$), faz-se $y_j^{(o)}(n) = x_j(n)$, $x_j(n)$ é o j- ésimo elemento do vetor de entrada $X(n)$. Se o neurônio j está na camada de saída (i.e., $l = L$ onde L é denominado a profundidade da rede), se faz $y_j^{(L)} = o_j(n)$.

Calcula-se o sinal de erro

$$e_j(n) = d_j(n) - o_j(n) \qquad (26)$$

onde $d_j(n)$ é o j - ésimo elemento do vetor resposta desejada $d(n)$.

4 - Cálculo para Trás (Retropropagação): Calcula-se os gradientes locais da rede definidos por

$$\delta_j^{(l)}(n) = e_j^{(L)}(n)\varphi_j^{'}(v_j^{(L)}(n)) \qquad (27)$$

para o neurônio j da camada de saída L, ou por

$$\delta_j^{(L)}(n) = \varphi_j^{'}(v_j^{(l)}(n))\sum_k \delta_k^{(l+1)}(n)\theta_{kj}^{(l+1)}(n) \qquad (28)$$

para um neurônio j da camada oculta l, onde o apóstrofo em $\varphi_j^{'}(.)$ representa a diferenciação em relação ao argumento. Assim, ajusta-se os pesos sinápticos da rede na camada l de acordo com a regra delta generalizada:

$$\theta_{ji}^{(l)}(n+1) = \theta_{ji}^{(l)}(n) + \alpha[\theta_{ji}^{(l)}(n-1)] + \eta\delta_j^{(l)}(n)y_i^{(l-1)}(n) \qquad (29)$$

onde η é a taxa de aprendizagem e α é a constante de momento.

5 - Iteração: repete-se os itens 3 e 4 , apresentando a rede novos exemplos de treinamento até que o critério de parada seja satisfeito.

Observação: a ordem de apresentação dos exemplos de treinamento deve ser aleatória, de época para época. Os parâmetros de momento e a taxa de aprendizagem são ajustados com o número de iterações.

3.5.6 Redes Neurais *Feedforward*

As redes em que as entradas projetam-se diretamente sobre a camada de saída, são chamadas de *feedforward* (alimentação para frente). A seguir, apresenta-se a MLP-NN e a RBF-NN.

Rede Perceptron de Múltiplas Camadas (MLP-NN)

A MLP-NN consiste de uma camada de entrada formada por padrões que serão apresentados a rede durante a fase de treinamento (também chamados de conjunto de unidades sensoriais ou nós de fonte), uma ou mais camadas escondidas de nós computacionais e uma camada de saída de nós computacionais. O sinal de entrada se propaga para frente

através da rede, camada por camada. Segundo Haykin (2001), a MLP-NN, Figura 4, tem três características distintas:

1) o modelo de cada neurônio da rede inclui uma função de ativação não-linear, sendo que esta função de ativação deve ser diferenciável em todos os pontos;

2) a rede contém uma ou mais camadas de neurônios ocultos. Estes neurônios ocultos capacitam a rede a aprender tarefas complexas extraindo progressivamente as características mais significativas dos padrões de entrada;

3) a rede exibe um alto grau de conectividade, determinada por suas sinapses.

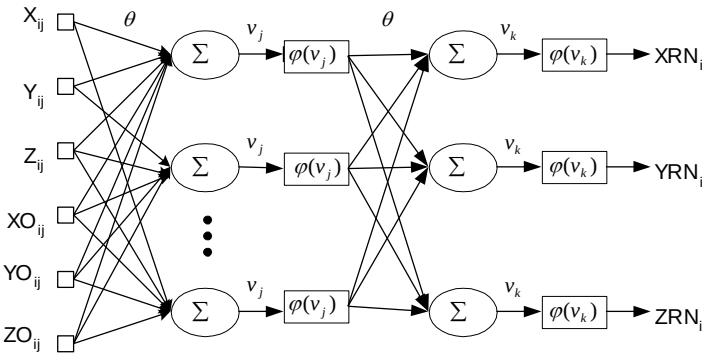


Figura 4. Rede *feedforward.*

<u>Redes Funções de Base Radial RBF-NN</u>

Girosi e Poggio (1990) baseados no teorema de Kolmogorov (KOLMOGOROV, 1957), mostram que redes com uma única camada oculta é capaz de aproximar com uma precisão pré-definida qualquer função contínua. A essência da prova dos autores é a seguinte: uma função contínua e limitada sobre um certo intervalo, pode ser considerada como uma superposição linear de gaussianas. Estas gaussianas por sua vez, podem ser implementadas na camada oculta da NN cuja função de ativação é uma sigmóide. A precisão da aproximação dependerá apenas do número de funções gaussianas, ou seja, do número de neurônios da camada oculta (KOVACS, 1996).

NN representando funções sintonizadas em torno de uma região e cujas funções de ativação, implementadas nos neurônios da camada oculta, são funções gaussianas, denominam-se Redes Neurais de Função de Base Radial (RBF-NN).

Do ponto de vista de uma RBF-NN, aprender é equivalente a encontrar uma superfície, em um espaço multidimensional que forneça o melhor ajuste para os dados de treinamento, com o critério de melhor ajuste sendo medido num sentido estatístico (BENNETT, 1992).

Tratando-se de redes neurais, dois pontos chaves no processo de aprendizagem precisam ser definidos: (i) qual o paradigma de aprendizado (supervisionado ou não-supervisionado); e, (ii) após definir-se o paradigma, define-se a regra de aprendizado, que é a regra segundo a qual os pesos

sinápticos dos neurônios são ajustados passo a passo até o sistema atingir o estado estável.

3.5.7 Redes Neurais Recorrentes

Redes recorrentes são redes nas quais os sinais de saída da rede retornam como entrada da rede ou de camadas intermediárias. Redes Recorrentes são uma alternativa a minimizar o gradiente de alta dimensão da função custo e implicam na introdução de memória ao sistema.

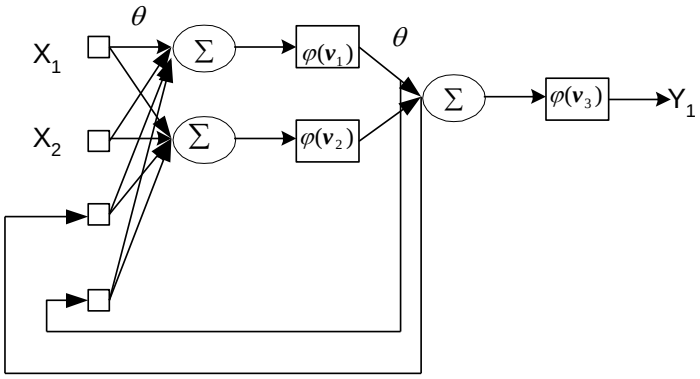
A seguir descreve-se as Redes de Elman (E-NN) e Jordan (J-NN). Nas E-NN, Figura 5a, além das unidades de entrada, intermediária e de saída há também unidades de contexto, como nas redes recorrentes em geral. As unidades de entrada e de saída interagem com o ambiente externo, enquanto as unidades intermediárias e de contexto não o fazem. As unidades de entrada são apenas unidades de armazenamento (buffer) que passam os sinais sem modificá-los. As unidades de saída são unidades lineares que somam os sinais que recebem.

As unidades de contexto são usadas apenas para memorizar as ativações anteriores das unidades intermediárias e podem ser consideradas como atraso no tempo em um passo. As conexões *feedforward* são modificáveis, e as conexões recorrentes podem ser fixas, motivo pelo qual a E-NN é apenas parcialmente recorrente.

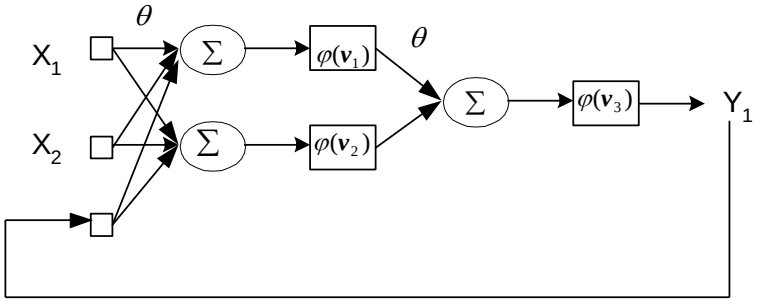
Em um intervalo de tempo específico k, as ativações das unidades intermediárias (em $k-1$) e as entradas correntes

(*em k*) são utilizadas como entradas da rede. Em um primeiro estágio, *feedforward*, estas entradas são propagadas para frente para produzir as saídas. Posteriormente, a rede é treinada como o algoritmo de aprendizagem de retropropagação padrão. Após este passo de treinamento, as ativações das unidades intermediárias no tempo *k* são introduzidas, através das ligações recorrentes nas unidades de contexto, sendo salvas nestas unidades para o próximo passo de treinamento (*k + 1*).

Na J-NN, Figura 5b, a saída da rede é copiada para a unidade de contexto. Além disso, as unidades de contexto são localmente recorrentes. A diferença em termos de topologia entre as duas redes é que a recorrência na E-NN é feita da camada escondida para as entradas, enquanto na J-NN a recorrência é feita das saídas para as entradas.



(a)



(b)

Figura 5. Ilustração das redes de (a) Elman e (b) Jordan.

3.6 Considerações Finais

Neste capítulo foram abordadas as técnicas que representam o estado da arte em Assimilação de Dados em dinâmica caótica e não-linear; além da proposta de utilização de Redes Neurais Artificiais na solução deste problema. O método variacional tri-dimensional já é uma realidade na previsão de tempo em vários centros operacionais de previsão numérica de tempo, devido a seu razoável custo computacional e precisão, enquanto a abordagem quadri-dimensional, apesar de mais precisa e ter maior custo computacional em relação ao tri-demensional, é modelo dependente, ou seja, o código implementado num determinado modelo não pode ser simplesmente adaptado a outro modelo, como se fosse uma função ou subrotina independente.

Em contraposição, os métodos baseados em filtragem de Kalman, independem do modelo, mas sua aplicação em previsão de tempo operacional, também exige certas aproximações, como linearização do modelo e aproximações nas matrizes de covariância de erros de modelagem, o que implica em perda de precisão. Com o intuito de oferecer uma alternativa a este problema de grande dimensão num cenário crescente de observações disponíveis à assimilação, revisou-se a aplicação de redes neurais artificiais em assimilação de dados. As redes, emulam o melhor método em sua fase de treinamento/aprendizagem e na sua fase de previsão/ativação resolvem o problema com menor custo computacional. Até o presente momento esta técnica foi testada com modelos conceituais, mas mostra-se um alternativa viável para assimilação em modelos de equações primitivas.

3.7 Referências bibliográficas

ANDERSON, J. L. An ensemble adjustment Kalman filter for data assimilation, **Monthly Weather Review**, v. 129, p. 2884-2903, 2001.

BENNET, A. **Inverse Methods in Physical Oceanography**, Cambridge: University Press, 1992.

BISHOP, C. H., ETHERTON, B. J., MAJUMDAR, S. J. Adaptive sampling with ensemble transform Kalman filter. Part I: Theorical Aspects, **Montlhy Weather Review**, v. 129, p. 420-436, 2001.

BRAGA, A.; LUDERMIR, T.; CARVALHO, A. **Redes Neurais artificiais: Teoria e Aplicações**. Rio de Janeiro: LTC - Livros Técnicos e Científicos, 2000. 250 p.

BURGERS, F., VAN LEEUWEN, P., J., EVENSEN, G. Analysis scheme in the ensemble Kalman filter, **Monthly Weather Review**, v. 126, p. 1719-1724, 1998.

CINTRA, R. S. C. ; CAMPOS VELHO, H. F. Assimilação de Dados com Redes Neurais em modelo de circulação geral: resultados preliminares. In: **XVI CBMET** - CONGRESSO BRASILEIRO DE METEOROLOGIA, 2010, Belém-Pará. Meteorologia - Amazônia e o Clima Global, 2010.

COURTIER, P.; THÉPAUT, J.-N; HOLLINGSWORTH, A. A Strategy for Operational Implementation of 4D-VAR, using an Incremental Approach, **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 120, p. 1367-1387, 1994.

COURTIER, P.; TALAGRAND, O. Variational Assimilation of Meteorological Observation with the Adjoint Vorticity Equation. Part II: Numerical results, **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 113, p. 1329-1347, 1998.

DALEY, R. **Atmospheric Data Analysis**. Cambridge: University Press, 1991. 341 p.

EVENSEN, G. Sequential data assimilation with a nonlinear quase-geostrofic model using Monte Carlo methods error statistics. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. c5, p. 10143-10162, 1994.

FAHLMAN, S.; LEBIERE, C. The cascade-correlation learning architecture. In: MORGAN KAUFMANN PUBLISHERS, 1990.

FURTADO, HELAINE CRISTINA MORAIS; CAMPOS VELHO, H. F.; MACAU, ELBERT EINSTEIN NEHRER . Data assimilation: Particle filter and artificial neural networks. **Journal of Physics.** Conference Series (Online), v. 135, p. 012073, 2008.

GIROSI, F.; POGGIO, T. Networks and the best approximation property. **Biological Cibernetic**, p.169-176. 1990.

HÄRTER, F. **Redes Neurais Recorrentes Aplicadas à Assimilação de Dados em Dinâmica Não-Linear,** Tese em Meteorologia, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos –SP, Brasil, 2004.

HÄRTER, F.; CAMPOS VELHO, H.. New Approach to Applying Neural Network in Nonlinear Dynamic Model. **Applied Mathematical Modelling**, v. 12, p. 1-25, 2008.

HÄRTER, F. P.; CAMPOS VELHO, H. F.; REMPEL, E.; CHIAN, A. Neural Network in Auroral Data Assimilation. **Journal of**

Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, v. 1, p. 1-10, 2008.

HAYDEN, K; OLSON, E.; TITI, E. Discrete data assimilation in the Lorenz and 2D Navier–Stokes equations. **Physica D**, v. 240, p. 1416-1425, 2011.

HAYKIN, S. **Redes Neurais: Princípios e Práticas**. Porto Alegre: Bookman, 2001.

HUANG, X.-Y; YANG, X. Variational Data Assimilation with Lorenz Model. **Hirlam Technical Report**, 26, S-601 76 SMHI Norrköping, Sweden, 1996.

JAZSWINSKI, A. **Stochastic processes and filtering theory**, Academic Press, New York, 1970. 400 p.

KALNAY, E. **Atmospheric Modeling, Data Assimilation and Predictability**, Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom, 2004. 364 p.

KOLMOGOROV, A. On Representation of Continuous Functions. **Dokl. Acad. Nauk**. URSS, v. 114. 1957.

KOVACS, Z. **Redes Neurais Artificiais: Princípio e Aplicações**. Rio de Janeiro: Collegium Cognitio, 1996. 173 p.

LAW, K.; SHUKLA, A.; STUART, A. Analysis of the 3DVAR Filter for the Partially Observed Lorenz '63 Model. **Discrete and Continuous Dynamical Systems**, *3*: 1061-1078, 2013.

LIAQAT, A.; FUKUHARA, M.; TAKEDA, T. Applying a neural collocation method to an incompletely known dynamical system via weak constraint data assimilation. **Monthly Weather Review**, Boston, v. 131, n. 8, p. 1697-1714, 2003.

LORENZ, E.. **Deterministic Nonperiodic Flow**. Journal of the Atmospheric Sciences, v. 20, n. 2, p. 130 – 141, 1963.

MILLER, R.; GUIL, M.; GAUTHIEZ, F. Advanced Data Assimilation in strongly nonlinear dynamical systems, **Journal of the Atmospheric Science**, v. 51, p. 1037 - 1056, 1994.

MIYOSHI, T. **Ensemble Kalman Filter experiments with a primitive equation global model**, Meteorology dissertation, University of Maryland, College Park, Maryland, USA, 2005.

MOGENSEN, K. ; HUANG, X.-Y. Variational Parameter Estimatiom with the Lorenz Model. Danish Meteorological Institute, Copenhagen, Denmark. **Technical Report**, DK2100, 1998.

NOWOSAD, A.; CAMPOS VELHO, H.; RIOS NETO, A. Neural network as a new approach for data assimilation. In: **XI CBMET** - CONGRESSO BRASILEIRO DE METEOROLOGIA, 2000, Rio de Janeiro – Rio de Janeiro. Meteorologia, 2000.

OTT, E., HUNT, B. R., SZUNYOGH, I., ZIMIN, A. V., KOSTELICH, E. J. CORAZZA, M., KALNAY, E., PATIL, D. J., YORKE, J. E. A local

ensemble Kalman filter for atmospheric data assimilation, **Tellus**, v. 56(A), p. 415-428, 2004.

RABIER, F.; COURTIER, P. Four-dimensional assimilation in the presence of baroclinic instability, **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 118, p. 649-672, 1992.

RABIER, F.; JARVINEN, H.; KLINKER, E.; MAHFOUF, J.-F.; SIMMONS, A. The ECMWF operational implementation of four-dimensional variational physics, **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, v. 126, p. 1143-1170, 2000.

SORENSON, H. Least-square estimation: from Gauss to Kalman. **IEEE Spectrum**, v. 7, n. 7, p. 63–68, 1970.

TANG, Y.; HSIEH, W. Coupling neural network to dynamical systems via variational data assimilation. **Monthly Weather Review**, Boston, v. 129, n. 4, p. 818-834, 2001.

TIPPET, M. K., ANDERSON, J. L., BISHOP, C. H., HAMILL, T. M., WHITAKER, J. S. Ensemble square root filters, **Monthly Weather Review**, vol. 131, p. 1485-1490, 2003.

WHITAKER, J. S., HAMIL, T.M. Ensemble data assimilation without perturbed observation, **Monthly Weather Review**, v. 130, p. 1913-1924, 2002.

ZHANG, X.; HEEMINK, A.; EIJKEREN, J. Data assimilation in transport models. **Applied Mathematical Model**, v. 21, n. 1, p. 1–14, 1997.

CAPÍTULO 4

SIMULAÇÃO DA CAMADA LIMITE MATUTINA

André Becker Nunes
Haroldo Fraga de Campos Velho

4.1 Introdução

A troposfera, camada atmosférica onde ocorrem quase todos os fenômenos meteorológicos, não é verticalmente homogênea: a superfície influencia a subcamada adjacente tornando-a distinta das demais. A sub-camada mais próxima à superfície é o tema que se dedica a micrometeorologia. A micrometeorologia é a área da meteorologia que estuda os processos físicos da camada limite planetária (CLP) – a mais baixa camada atmosférica que, por sofrer diretamente as influências das características superficiais, é dominada pela turbulência. Pode-se resumir a influência da superfície na CLP em dois fatores: térmico e mecânico (NUNES et al. 2013a e 2014). Enquanto que o primeiro é mais dependente do ciclo diurno do fluxo vertical de calor sensível da superfície, o segundo é mais dependente do tipo de cobertura da superfície e do comportamento do vento dentro da camada.

A variação diurna do fluxo de calor sensível na superfície caracteriza os diferentes estágios do ciclo diurno da CLP, conforme pode ser visto na Figura 1. Basicamente,

tem-se que quando o fluxo de calor é positivo, ou seja, quando a superfície emite calor para a camada, observa-se uma camada limite convectiva (CLC). Já quando o fluxo de calor tem sentido contrário, i.e., quando a camada emite calor em direção à superfície, temos a camada limite estável (CLE). Desta forma pode-se chamar a CLC de camada diurna e a CLE de camada noturna – embora uma camada estável também possa ocorrer em alguns dias de céu nublado (nublado o suficiente para diminuir drasticamente o fluxo de calor da superfície). Entre tais fases, quando o fluxo troca de sinal, ou seja, fica próximo a zero, temos a camada neutra e a turbulência é predominantemente gerada pelo cisalhamento do vento (turbulência de origem mecânica).

Da Figura 1, pode-se observar também a estrutura vertical da CLP. Após o amanhecer, com o crescimento gradativo da convecção, a CLP começa a apresentar uma estrutura padrão dividida em três partes (KUO; SUN, 1976; DRIEDONKS; TENNEKES, 1984). Na camada limite superficial (CLS), do solo até 10% da altura da CLP, as variáveis meteorológicas (como temperatura do ar e umidade específica) apresentam forte gradiente vertical devido ao contato direto com a superfície. A camada de mistura (CM), acima da CLS, é a região que caracteriza a CLC devido à grande mistura e, consequentemente, gradiente vertical mínimo. Limitando verticalmente a CLC existe a zona de entranhamento (ZE), camada fina, caracterizada por forte gradiente indicando o início da Atmosfera Livre – restante da

troposfera. À noite, com o resfriamento superficial ocorre a CLE, estável e estreita, tendo acima a Camada Residual, que apresenta características remanescentes da CLC (STULL, 1988).

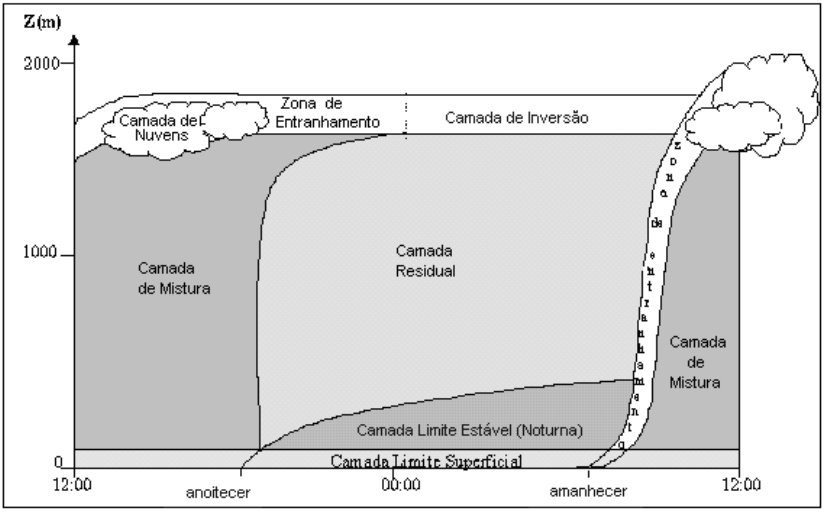


Figura 1. Ciclo diurno da CLP.
Fonte: Adaptado de Stull (1988)

Durante a CLC, quando a turbulência é vastamente governada pela convecção (efeito térmico preponderante) – e seus principais agentes, os grandes vórtices, a profundidade da CLC pode alcançar cerca de 1000 m. Ao anoitecer, quando se inicia a camada noturna, e o efeito térmico atua como estabilizador da turbulência devido ao fluxo de calor negativo, a camada em contato com a superfície torna-se mais

fria, mais densa e portanto mais estreita, com profundidade da ordem de 200 m (STULL, 1988). Já durante os rápidos períodos de neutralidade, o efeito térmico é nulo, e assim como na CLE a turbulência depende somente do efeito mecânico do vento.

Em uma CLC em condições típicas, ou seja, céu claro e condições sinóticas anticiclônicas, tem-se que o fator térmico (contínuo) é mais importante que o fator mecânico (intermitente). Tal fator térmico é consequência do aquecimento superficial que, por sua vez, provoca a formação do principal agente de transporte de massa e dispersão de contaminantes: as termas (WARNER; TELFORD, 1963). A influência do aquecimento superficial nas termas explica o fato de a concentração superficial de poluentes ser maior à noite do que durante o dia (LYONS; COLE, 1973; BOGO et al. 2001). Durante a noite, devido ao resfriamento superficial, o fator térmico tem efeito contrário: tende a aprisionar os contaminantes próximos a superfície devido à estratificação estável (MASON; THOMSON, 2003), tornando a camada menos turbulenta do que durante o dia.

A energia cinética turbulenta (ECT) é uma forma de se quantificar a turbulência em uma camada. Em uma CLC, a ECT tende a ser maior do que em uma CLE, haja vista que durante o dia a turbulência existe devido a fatores térmicos e mecânicos, enquanto que durante a noite a turbulência somente ocorre quando o fator mecânico do vento consegue suplantar o efeito estabilizante (resfriamento superficial, que remove energia da turbulência) do fator térmico.

4.2 Fases de transição da CLP

A literatura micrometeorológica revela que a camada convectiva dominou a maioria dos estudos até então. Isto se deve a alguns motivos, como por exemplo o fato de que os primeiros estudos sobre a CLP eram baseados em observações que ocorriam durante o dia, ou o fato de que é durante o dia que ocorre a maior parte das atividades humanas e, consequentemente, maior emissão de poluentes. Quanto aos primeiros trabalhos de modelagem da CLP, na metade do século XX, as equações que simulavam o comportamento da CLC tinham um ponto facilitador: o fato de a turbulência ser contínua, ao contrário da CLE – a modelagem da intermitência da turbulência da camada noturna começou a ser mais recorrente na década de 1980 (BROST; WYNGAARD, 1978; MAHRT, 1998; NAKAMURA; MAHRT, 2006). Estudos de modelagem de camada neutra também ocorreram antes de estudos da CLE, pois para tal devia-se anular o efeito térmico.

Enfim, após as simulações do comportamento das camadas bem definidas, i.e., com fluxo de calor sensível da superfície positivo (camada diurna) e negativo (camada noturna), restava a análise das fases de transição entre elas. Basicamente, estabeleceu-se em muitos estudos, para fins de simplificação, simulações de CLC e CLE com fluxos de calor constantes – residindo, aí, a diferença básica para as simulações das fases de transição em que o fluxo de calor da

superfície é variável. Tal variação temporal do aquecimento/resfriamento superficial torna o regime turbulento das fases de transição peculiar. Obviamente, o estudo (observacional ou de modelagem) das fases de transição é imprescindível para que se conheça o ciclo completo do comportamento da CLP – bem como sua influência no restante da atmosfera (ANDRÉ et al. 1978). Os períodos de transição podem ser relacionados diretamente à convecção, ou seja, fases de crescimento da convecção (transição matutina) e decaimento da convecção (transição vespertina).

O estudo das fases de transição da CLP tem aumentado consideravelmente nas últimas décadas, haja vista um número maior de observações nestes períodos, bem como novas metodologias de simulações destas fases. Como exemplo de simulação de uma fase transitória, pode-se citar Deardorff (1974a,b) que simulou a parte final da transição matutina. Athanassiadis et al. (2002) indicam que a concentração de ozônio (O_3) troposférico é maior durante a manhã, sugerindo que a mistura vertical contribui significativamente para a concentração de O_3 em baixos níveis sobre áreas urbanas quando a convecção ainda não está plenamente estabelecida.

Outro importante aspecto a se levar em consideração na análise das fases de transição é a orografia do terreno, mais especificamente a circulação vale-montanha. Durante o decaimento da convecção, a superfície das encostas das montanhas começa a resfriar-se, resfriando a camada de ar

adjacente que, mais densa, escoa montanha abaixo em direção aos vales. Esse escoamento subsidente tende a intensificar a camada estável nos vales (WHITEMAN, 1985). Esta camada, fria e densa, somente começa a ser diluída com o início da convecção, quando as primeiras termas começam a romper o bloqueio da inversão térmica (TRIANTAFYLLOU et al., 1995), provocando um escoamento no sentido contrário (do vale para a montanha). Isto explica o grande número de trabalhos sobre as fases de transição sobre terrenos complexos, como por exemplo em Deardorff et al. (1984), Banta et al. (1990), Helmis (1990) e Prabha e Mursch-Radlgruber (1999). Kossman et al. (2002) observaram que sobre superfície homogênea as mudanças mais rápidas nas características da CLP ocorrem durante a manhã, enquanto que sobre terreno complexo elas ocorrem na transição vespertina. Li e Atkinson (1999) observaram que neste tipo de terreno a transição vespertina é mais longa que a matutina, enquanto que Lee et al. (2003) indicam que as brisas de vale e montanha fazem o transporte de ozônio durante as fases de transição. Brisas terrestres (que sopram do continente para o oceano durante a noite) e marítimas (sopram do oceano para o continente durante o dia) também influenciam no regime turbulento das fases de transição nas regiões costeiras (OLIVEIRA; FITZJARRALD, 1994; CHOI; SPEER, 2006). Por serem dependentes do aquecimento diferencial, assim como as brisas vale-montanha, as brisas mar-continente são influenciadas pelo ciclo diurno de temperatura do ar.

Em condições normais (superfícies homogêneas, céu claro), a taxa de crescimento do fluxo de calor é similar a de decaimento, podendo-se, então, considerar que as fases de transição possuem a mesma duração. Contudo, fisicamente as características são distintas, pois na camada matutina existe o início da formação e desenvolvimento dos grandes vórtices, enquanto que na camada vespertina ocorre o decaimento da ECT dos grandes vórtices. Além disso, se observa comportamento distinto das variáveis meteorológicas. Sorbjan (2007), por exemplo, verificou que o gradiente vertical do vento diminui com o crescimento da convecção. Lapworth (2006) salienta que as mudanças durante o crescimento da convecção são mais complexas do que as que ocorrem durante o decaimento, principalmente porque a transição matutina depende da camada noturna precedente, que pode apresentar uma turbulência intermitente, enquanto que a transição vespertina depende da CLC precedente, normalmente bem resolvida e de turbulência contínua. O autor também verificou que sob condições de ventos fortes, a transição vespertina ocorre mais cedo, enquanto que nestas condições a matutina é retardada. Isto provavelmente ocorre porque o cisalhamento forte tende a dificultar a organização das primeiras plumas da manhã.

Estabelece-se, em princípio, que o decaimento da convecção se dá pelo decaimento do efeito térmico. Neste capítulo, se considera o decaimento diário, que ocorre ao final de toda tarde. Contudo, o decaimento da convecção pode ocorrer repentinamente devido à presença de nebulosidade –

desde que a mesma seja intensa o suficiente para interromper a insolação direta (e quanto mais bloquear também a radiação difusa, maior o decaimento) e, consequentemente, diminuir o aquecimento superficial. Além disso, a diminuição do efeito mecânico também provoca uma diminuição na energia turbulenta, mas normalmente de importância bem menor. Este fato é comprovado quando se observa que o decaimento ocorre mais rapidamente em camadas sem cisalhamento do vento (PINO et al., 2006). É esperado que o decaimento da convecção na camada de mistura continue na camada residual. Assim posto, o estudo da transição vespertina pode tornar-se um estudo da camada residual, como visto, por exemplo, em Degrazia et al. (2003b) e Goulart et al. (2004).

Como já mencionado, os grandes vórtices, mais energéticos, são os principais agentes da turbulência na CLP. Tais vórtices, característicos da convecção, possuem a escala espacial da ordem da profundidade da CLC e transferem ECT para os vórtices menores que, por sua vez, transferem ECT para os vórtices menores ainda, em um processo de cascata de energia (STULL, 1988). Por meio do espectro de ECT, cujo pico espectral representa o vórtice mais energético, pode-se observar a taxa na qual a energia é transferida dos grandes para os pequenos vórtices. Assim, é esperado que durante o decaimento da convecção ocorra uma mudança na posição (frequência) e/ou na magnitude do pico espectral. Grant (1997) mostrou que com o passar do tempo os picos espectrais migram em direção às escalas menores – o que

pode ser explicado pelo fato de que com a diminuição do efeito térmico os vórtices mais energéticos tendem a diminuir de tamanho. Nieuwstadt e Brost (1986) e Goulart et al. (2003) mostraram que a posição do pico se manteve praticamente constante enquanto que Sorbjan (1997) mostrou que o pico se moveu em direção aos vórtices maiores, explicando que isto ocorre porque os grandes vórtices decaem mais lentamente. Conclusão semelhante é encontrada em Grimsdell e Angevine (2002) e Pino et al. (2006).

A literatura mostra que existem mais trabalhos sobre a transição vespertina do que sobre a transição matutina. Este capítulo apresenta simulações da camada limite matutina – especialmente no aspecto cuja lacuna bibliográfica é mais evidente: na modelagem.

4.3 Camada Limite Matutina

Pode-se, em princípio, dividir a transição matutina em duas partes. A primeira é referente ao período que compreende desde o amanhecer (momento em que os primeiros feixes de radiação solar – seja direta ou difusa – incidem na superfície) até o ponto em que o fluxo de calor na superfície deixa de ser negativo e torna-se nulo. Com o amanhecer, a temperatura no solo começa a subir lentamente, diminuindo a estratificação estável, fazendo a transição entre a CLE (se existir) e a camada neutra, o que demora cerca de 30 minutos (STULL, 1988). A segunda parte se refere ao crescimento da CLC, compreendendo o intervalo

em que o fluxo de calor, até então nulo, cresce a ponto de estabelecer a convecção na camada, mantendo-se aproximadamente constante (no seu valor máximo) por poucas horas (SORBJAN, 2007). Essa segunda parte é mais discutida na literatura e dura cerca de algumas horas, terminando por volta do meio-dia, na chamada "convecção completa" (LAPWORTH, 2006) ou estabelecida.

Aqui, considera-se a camada matutina como a segunda parte descrita acima, pois será discutida a simulação do crescimento da convecção cujo ponto de partida é uma camada neutra. Além disso, é a segunda parte a responsável mais diretamente pelo surgimento e estabelecimento da CLC. Na literatura encontram-se diferentes metodologias para se compreender os estágios da transição matutina. Bange et al. (2007) divide a esta fase da seguinte forma: a primeira parte compreende o período de formação das primeiras plumas, até o ponto em que as mesmas atingem a base da CR. A segunda fase, mais curta, atua até o ponto em que as plumas atingem o topo da CR. Já Angevine et al. (2001) considera a primeira parte desde o amanhecer até a neutralidade da camada e a segunda se estende até a convecção atingir 200 m de profundidade (altura da torre relatada no artigo em questão). As observações do crescimento da CLC por torre têm o inconveniente da limitação vertical. Assim, observações feitas por avião ou helicóptero são mais representativas (ANGEVINE et al. 2001). Também encontram-se trabalhos sobre observações da evolução da CLC por radar ou radiossonda, como por exemplo em Noonkester (1976),

Taconet e Weil (1983), Bonino et al. (1989), Chandrasekar et al. (2003) e Chemel e Chollet (2006). Alguns trabalhos analisam a evolução da CLC através do comportamento do entranhamento no topo da CLC, como Tennekes (1973), Deardorff (1979), Driedonks (1982), Batchvarova e Gryning (1990), entre outros.

Apesar de o crescimento da convecção ser fundamentalmente função do aquecimento superficial, o efeito mecânico do vento pode exercer grande influência no fim da estratificação estável noturna – uma vez que para a transição matutina começar é necessária a destruição da inversão térmica, constituída pela estabilidade da noite anterior, sendo mais freqüente sob condições sinóticas anticiclônicas (KIESS; RIORDAN, 1987). Um exemplo do papel do efeito mecânico na transição matutina pode ser observado nos casos de terreno complexo: neste caso a destruição da estratificação estável é observada muito mais facilmente, pois em vales pode ocorrer o movimento ascendente devido à convergência dos ventos subsidentes das montanhas. Esse movimento ascendente no interior dos vales começa a erodir a camada de inversão, facilitando o rompimento total da inversão térmica pela ação das primeiras plumas convectivas (LENSCHOW et al., 1979; TRIANTAFYLLOU et al., 1995). Tal rompimento ajuda consideravelmente na dispersão dos poluentes concentrados nos vales como observado em Garc et al. (2002) e em vários outros trabalhos que associam a concentração de poluentes às fases de transição. Ainda sobre o papel dos fatores térmicos e mecânicos na fase de transição

matutina, Lenschow et al. (1979) observou que a transição da temperatura ocorre 20 a 40 minutos antes da transição da velocidade do vento indicando que é o efeito térmico que provoca a transição.

Outra característica superficial que pode influenciar no crescimento da CLC é o tipo de cobertura do solo, haja vista que o aquecimento superficial é função do albedo da superfície – quanto maior o albedo da superfície, mais energia será refletida e menos será absorvida, acarretando em menor fluxo vertical de calor sensível. Assim, teoricamente uma superfície mais escura apresenta um crescimento convectivo mais rápido que uma mais clara. Encontram-se, na literatura, alguns trabalhos comparando o crescimento sobre diferentes coberturas vegetais, como por exemplo em Fisch et al., (2004).

4.4 Modelagem da Camada Matutina

Pode-se dizer, de forma reduzida e simples, que a modelagem da atmosfera é um conjunto de equações que descrevem as condições naturais. São muitos os trabalhos micrometeorológicos que apresentam equações que descreveram o comportamento de variáveis de acordo com as observações experimentais. Um papel importante das pesquisas é a comprovação dos modelos iniciais por meio de

novas observações. Obviamente, a confiabilidade do modelo é verificada quando suas simulações são o mais próximas possível das observações. Novos experimentos podem gerar novos modelos, que devem ser comparados com os antigos a fim de se obter, cada vez mais, modelos mais confiáveis – estes, por sua vez, podem inclusive vir a substituir dados observacionais, haja vista o custo dos experimentos (especialmente os micrometeorológicos).

Modelos em pontos de grade, constituídos por equações diferenciais parciais (e, portanto, dependentes de condições iniciais e de contorno), somente podem ser resolvidos numericamente. Eis assim a importância da ciência da computação para a modelagem numérica. Pode-se dizer que a modelagem analítica (equações e parametrizações) e a modelagem numérica (solução das equações por meio de métodos numéricos aplicados à estruturas computacionais) caminham juntas no desenvolvimento de simulações cada vez mais precisas. Das fases da CLP, a camada matutina é a que possui menos simulações a respeito – somente na última década começaram a surgir parametrizações sobre o crescimento da convecção abordando espectro de ECT, embora em número crescente. Exemplos de trabalhos sobre o tema, mas sem abordar propriamente parametrizações espectrais, são Bader e McKee (1983) e Nath e Patil (2003).

Neste capítulo serão mostradas simulações da ECT durante o crescimento da CLC obtidas por modelagem analítica, de acordo com Campos Velho (2003) e Nunes et al. (2010).

4.4.1 Espectro do Crescimento da Convecção

A equação do espectro para a transição matutina de acordo com Campos Velho (2003) é obtida através da resolução da equação dinâmica, com o emprego da teoria de Heisenberg, que considera a interação entre os grandes e pequenos vórtices (STANIŠIĆ, 1988), para o espectro de energia cinética turbulenta. A equação de evolução do espectro da ECT para o crescimento da CLC é expressa abaixo:

$$E(k,t) = E_0(k)\exp\left[-k^2(\nu_T+\nu)t\right] + \frac{H(k,t)}{2k^2(\nu_T+\nu)}\left\{1-\exp\left[-k^2(\nu_T+\nu)t\right]\right\} \quad (1)$$

onde $H(k,t)$ é o termo de fonte térmica, isto é,, o termo que define o regime turbulento e pode ser representado pela função de Heaviside:

$$H(k,t) = \begin{cases} H(k) & t > 0 \\ 0 & t = 0 \end{cases} \quad (2)$$

Ou seja, no tempo inicial (t = 0) não temos fonte de calor, o que indica que nesta simulação a camada matutina se inicia a partir de uma camada neutra. Nesta condição, temos:

$$E(k) = E_0(k) \quad (3)$$

onde $E_0(k)$ é o espectro tridimensional da camada limite neutra. Quando $t \to \infty$, ou seja, para uma CLC plenamente estabelecida, a equação (1) torna-se:

$$E(k) = \frac{H(k)}{2k^2(\nu_T + \nu)} \qquad (4)$$

Assim, podemos igualar o lado direito da equação (4) com uma equação de espectro convectivo tridimensional. Tem-se que ν é a dissipação viscosa e o coeficiente de dissipação viscosa é dado de acordo com Degrazia et al. (2003a), baseado na teoria da difusão estatística de Taylor:

$$\nu_T = 0.038\left(\frac{\psi}{z_i}\right)^{1/3}\left(\frac{U}{n_I}\right)^{4/3} w_* \qquad (5)$$

sendo z_i a altura do topo da CLC. Aqui, altura do topo é constante e igual a z_i = 1000 m. Esta altura, padrão de CLC desenvolvida, foi escolhida para ser usada desde o instante inicial da simulação porque durante o período de neutralidade (condição inicial) a altura do topo tende a se manter praticamente constante e similar a da CLC antecedente. Ou seja, apesar do fluxo decrescente durante o processo de decaimento da convecção, a altura do topo permanece praticamente constante, como visto através de

simulações de grandes vórtices de Sorbjan (1997). U é o vento longitudinal. Para se usar perfis de U que representem a transição matutina, empregou-se os dados do modelo LES – Large Eddy Simulation (MOENG, 1984), conforme será discutido posteriormente.

Em condições normais, tem-se que $\nu_T >> \nu$. A taxa de dissipação adimensional é dada por Deardorff (1980):

$$\psi = \varepsilon\, z_i \big/ w_*^3 \qquad (6)$$

A escala de velocidade convectiva é dada por Deardorff (1970a):

$$w_* = \left(\frac{g}{\theta_0} z_i\, H_s \right)^{1/3} \qquad (7)$$

onde H_s é o fluxo de calor sensível na superfície e o parâmetro de flutuabilidade é dado pela razão entre a aceleração da gravidade (g) e a temperatura potencial na superfície (θ_0). Como já mencionado, o fluxo de calor define as fases do ciclo diurno da CLP e, especialmente, o modo como a camada matutina cresce. Aqui, vamos usar o seguinte crescimento do fluxo de calor sensível (Figura 2):

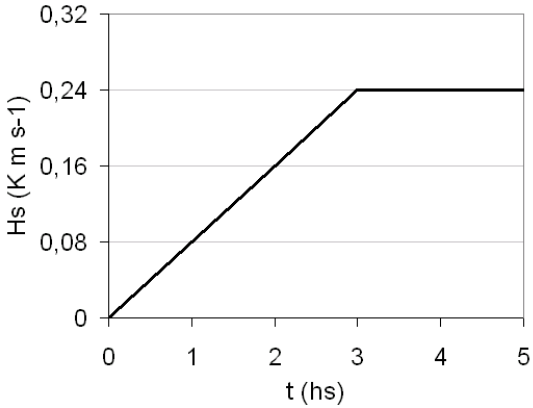


Figura 2. Variação horária do fluxo de calor sensível na superfície durante a camada matutina e o estabelecimento da convecção.
Fonte: Adaptado de Nunes et al. (2010)

Baseados em Kaimal et al. (1976), Degrazia et al. (2003b) concluíram que a freqüência representativa do subintervalo inercial – intervalo do espectro de ECT que representa a transferência de energia dos grandes para os pequenos vórtices (HINZE, 1975) – pode ser estimada como $n_I \approx 10\,U/z_i$.

Na literatura, encontraram-se diferentes formulações para a razão de dissipação de ECT a ser empregada no coeficiente de viscosidade (equações 5 e 6). De acordo com Høstrup (1982), para o caso convectivo:

$$\varepsilon = 0{,}75^{3/2}\left(w_*^3/z_i\right) \qquad (8)$$

ou de acordo com Deardorff (1980):

$$\varepsilon = C_s\left(e^{3/2}/l\right) \qquad (9)$$

onde l é o comprimento de mistura dos pequenos vórtices e C_s é determinada por:

$$C_s = 0{,}19 + 0{,}51\left(l/\Delta s\right) . \qquad (10)$$

Para o caso convectivo, tem-se que $l = \Delta s$. Outra hipótese para C_s é dada por Moeng e Wyngaard (1988) baseada em dados de simulação de grandes vórtices:

$$C_s = 0{,}19 + 0{,}74\left(l/\Delta s\right) . \qquad (11)$$

O termo e representa a energia cinética turbulenta dos pequenos vórtices. Os pequenos vórtices são os responsáveis pela dissipação da ECT recebida dos grandes vórtices. Em modelos numéricos, pode-se considerar os pequenos vórtices como aqueles que não são simulados diretamente pelo modelo, i.e., não são descritos pelos pontos de grade – por isso tais vórtices também são chamados de vórtices de subgrade, e a estimativa do seu comportamento como "parametrização de subgrade". É na parametrização de subgrade que reside a maior indeterminação nas simulações numéricas, por isso o avanço nas pesquisas nesta área é fundamental no

desenvolvimento de modelos numéricos. Aqui, a ECT dos pequenos vórtices é dada por (NUNES et al. 2010):

$$e = \left(0{,}65 - 0{,}33 \left(0{,}004 + \frac{z}{z_i} \right)^{1/2} \right) C_e \left(\frac{u_*^2}{e_1} + e_2 w_*^2 \right) \qquad (12)$$

onde C_e é uma constante que representa a influência da ECT de subgrade no balanço de energia. Os parâmetros e_1 e e_2 são dados por:

$$\begin{bmatrix} e_1 \\ e_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -2{,}4(z/z_i)^2 + 3{,}7(z/z_i) + 0{,}65 \\ 0{,}075 e_1 \end{bmatrix} \qquad (13)$$

Para se obter a velocidade de atrito, emprega-se a teoria de similaridade de Monin-Obukhov de acordo com Ma e Daggupati (2000), baseada em Yaglom (1977):

$$u_* = U \kappa \left[\ln\left(\frac{z}{z_0} \right) - \psi_m \left(\frac{z}{L} \right) + \psi_m \left(\frac{z_0}{L} \right) \right]^{-1} \qquad (14)$$

onde $\kappa = 0{,}4$ é a constante de Von Karman, $z_0 = 0{,}16m$ é o comprimento de rugosidade e L é o comprimento de Obukhov. Assim como perfis de U, o L usado aqui também é gerado pelo modelo LES executado para simular uma camada

convectiva em crescimento (maiores detalhes posteriormente).

O termo ψ_m da Eq. (14) é a função de similaridade universal do perfil da velocidade do vento, dada por:

$$\psi_m = 2\ln\left(\frac{1+x}{1+x_0}\right) + \ln\left(\frac{1+x^2}{1+x_0^2}\right) - 2\tan^{-1}(x) + 2\tan^{-1}(x_0) \quad (15)$$

onde

$$x = \left[1-15\left(\frac{z}{L}\right)\right]^{1/4}, \; x_0 = \left[1-15\left(\frac{z_0}{L}\right)\right]^{1/4} . \quad (16)$$

Os espectros acima (equações 1, 3 e 4) são espectros 3-D. Como exemplo de formulações de espectros 3-D, pode-se empregar as expressões de Kristensen et al. (1989) e as de Goulart et al. (2004) – que são baseadas na de Kristensen. Basicamente, a formulação de espectro 3-D de Kritstensen é função do espectro 1-D (no caso, a componente longitudinal) e de variâncias de velocidade. Quanto ao espectro 1-D, Kristensen sugere a seguinte formulação (que serve tanto para condições convectivas quanto neutras):

$$F_L = \frac{\ell_L \sigma_L^2}{\pi} \frac{1}{\left\{1+\left(\frac{\ell_L k}{a(\mu_L)}\right)^{2\mu_L}\right\}^{\frac{5}{6\mu_L}}} \quad (17)$$

onde o índice L se refere à componente longitudinal, σ^2 é a variância da velocidade, ℓ é a escala de comprimento integral e μ é um parâmetro adimensional. Como mostrado, por exemplo, em Nunes et al. 2013b, na parametrização da turbulência, a variância da velocidade turbulenta exerce papel fundamental na medida em que é um indicativo da intensidade da turbulência – e, consequentemente, ECT – sendo, portanto, as formulações de variâncias de velocidade vastamente empregadas, por exemplo, na confecção de coeficientes de difusão turbulentos para diferentes condições de estabilidade (DEGRAZIA et al. 2000, entre outros) a serem usados em modelos de dispersão de poluentes (por exemplo, NUNES et al. 2013a). A formulação do espectro 3-D de Kristensen também é função das outras componentes (transversal "T" e vertical "V") dos parâmetros ℓ e μ. Os valores de μ_i e ℓ_i, (para i = L, T ou V) tanto para condições convectivas como para condições neutras, são extraídos de Kristensen et al. (1989), bem como o parâmetro $a(\mu_i)$ - onde $\Gamma(\ )$ é a função gama[1]:

$$a(\mu_i) = \pi \frac{[\mu_i \Gamma(5/6\mu_i)]}{[\Gamma(1/2\mu_i)\Gamma(1/3\mu_i)]} \ . \qquad (18)$$

[1] $\Gamma(t) = \int_0^\infty x^{t-1} e^{-x}\, dx$, para n inteiro positivo: $\Gamma(n) = n!$.

As componentes longitudinais e transversais da variância de velocidade são dadas por Panofsky et al. (1977):

$$\frac{\sigma_L^2}{w_*^2} = \frac{\sigma_T^2}{w_*^2} = 0{,}3 + 4\frac{u_*^2}{w_*^2} \quad . \qquad (19)$$

Em seu trabalho, Kristensen et al. (1989) emprega a seguinte equação para a variância vertical:

$$\frac{\sigma_V^2}{w_*^2} = 1{,}44\left[\left(\frac{z}{z_i}\right)^{2/3}\left(1 - 0{,}7\frac{z}{z_i}\right)^2 + \frac{10}{9}\frac{u_*^2}{w_*^2}\right] \qquad (20)$$

Que é baseada na seguinte formulação de Lenschow et al. (1980):

$$\frac{\sigma_V^2}{w_*^2} = 1{,}8\left(\frac{z}{z_i}\right)^{2/3}\left(1 - 0{,}8\frac{z}{z_i}\right)^2 \qquad (21)$$

As formulações do espectro também são funções das variâncias neutras. Para as componentes horizontais (L e T), pode-se usar a equação (19), considerando $w_* = 0$, haja vista que em condições neutras o fluxo de calor é nulo. Para a componente vertical, Kristensen sugere a formulação de acordo com Kaimal et al. (1972):

$$\frac{\sigma_{nV}^2}{u_*^2} = 1{,}46 \qquad (22)$$

Por outro lado, Goulart et al. (2004) sugere a seguinte formulação para espectro 1-D, baseada em Olesen et al. (1984):

$$F_{ci}(k) = \frac{a_i}{(1 + b_i k)^{5/3}} \qquad (23)$$

onde, para condições convectivas:

$$a_i = \frac{\sigma_{ci}^2}{2\pi}\left(\frac{z}{z_i}\right)\frac{z_i}{\left(f_m^*\right)_i^c} \qquad (24)$$

em que $\left(f_m^*\right)_i^c = z/\left(\lambda_m^*\right)_i$ são as frequências de pico espectral, $\left(\lambda_m^*\right)_i$ são os picos espectrais dependendo da altura e estabilidade (CAUGHEY; PALMER, 1979), onde:

$$\left(\lambda_m^*\right)_L = \left(\lambda_m^*\right)_T = 1{,}5 z_i \qquad (25)$$

e

$$\left(\lambda_m^*\right)_V = 1{,}8 z_i \left[1 - \exp\left(-4z/z_i\right) - 0{,}0003 \exp\left(8z/z_i\right)\right]. \qquad (26)$$

A variância convectiva (para qualquer direção) pode ser dada por Degrazia et al. (1997):

$$\frac{\sigma_{ci}^2}{w_*^2} = 1{,}07\, c_i \left(\frac{z}{z_i}\right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\psi}{\left(f_m^*\right)_i^c}\right)^{\frac{2}{3}} \qquad (27)$$

Onde $c_i = 0{,}3;\ 0{,}4;\ 0{,}4$ para L, T e V, respectivamente. Baseado em Mangia et al. (2000), para condições neutras, tem-se que:

$$F_{ni}(k) = \frac{a_i}{1 + (bk)^{5/3}} \qquad (28)$$

sendo:

$$a_i = \frac{0{,}65z}{U(f_m)_i} \quad \text{e} \quad b_i = \frac{0{,}2z}{(f_m)_i} \qquad (29)$$

onde $(f_m)_i$ = 0.045; 0.16; 0.33 é a frequência de pico espectral na estratificação neutra para $i = L, T, V$, respectivamente. Aqui o parâmetro z é fixo para cada nível vertical, o que faz com que a equação de espectro tridimensional seja independente da altura. Com o emprego das equações de espectro convectivo 1-D e variâncias de velocidade apresentados acima, pode-se obter quatro modelos

analíticos, conforme detalhado a seguir. A ECT é obtida da integração espectral da Equação (1) com as derivações de cada modelo.

4.4.2 Modelos Analíticos para o Espectro

Com base nas formulações acima, pode-se estruturar diferentes modelos analíticos de camada matutina. Abaixo a descrição de quatro modelos cujas simulações serão apresentadas neste livro.

Modelo M1

A primeira hipótese de formulação (M1) emprega as metodologias de espectro 3-D e 1-D de Kristensen et al. (1989), as formulações de variância horizontal de Panofsky et al. (1977) (equação 19) e de Kristensen et al. (1989) para a variância vertical (equação 20). Para a parte neutra, as variâncias horizontais também são de acordo com Panofsky et al. (1977) (equação 19) e a vertical é de acordo com Kaimal et al., (1972) (equação 22). A taxa de dissipação é dada por Højstrup (1982) (equação 8).

Modelo M2

Assim como M1, o modelo M2 também emprega as metodologias de Kristensen et al. (1989) para a elaboração

dos espectros. A variância convectiva é dada por Degrazia et al. (1997) (equação 27), com o emprego das equações (28) e (29) para a formulação do caso neutro. A taxa de dissipação é dada de acordo com as equações (9) e (11), sendo a energia cinética de subgrade e de acordo com (12) e (13), com $C_e = 3{,}2$.

Modelo M3

O modelo M3 emprega a metodologia usada em Goulart et al. (2004) para o espectro 3-D, a equação (23) para o espectro convectivo1-D e a equação (28) para o espectro neutro 1-D. As formulações de variâncias (convectivas e neutras) são as mesmas do M2. A taxa de dissipação é obtida através das equações (9) e (10). Na ECT de subgrade (equação 12 e 13), usa-se aqui $C_e = 1{,}0$.

Modelo M4

O modelo M4 emprega as mesmas formulações de espectro (1-D e 3-D) que o M3. As variâncias (convectivas e neutras) são as mesmas empregadas em M1, com exceção da formulação de variâncias vertical que aqui é baseada em Lenschow et al. (1980) (equação 21). A função taxa de dissipação é dada pelas equações (9) e (10). Na equação da ECT de subgrade (equações 12 e 13), testa-se aqui $C_e = 0{,}1$.

4.4.3 Crescimento por meio de espectros de energia

A transição de uma camada neutra para uma camada convectiva pode ser observada por meio de espectros de energia. Abaixo, o crescimento dos espectros (em função do número de onda, que é o inverso do comprimento de onda: escala espacial dos vórtices) para os quatro modelos citados acima, para 3 diferentes níveis verticais a fim de se analisar a estrutura vertical da CLP: em 0.1 z_i (aproximadamente na interface entre a camada superficial e a camada de mistura), 0.5 z_i (no meio da camada de mistura) e 0.9 z_i (na interface entre a camada de mistura e a zona de entranhamento).

O crescimento é regido pelo aumento do fluxo de calor de acordo com a Figura 2, ou seja, crescimento linear nas três primeiras horas e manutenção do valor do fluxo (convecção estabelecida) da terceira à quinta hora.

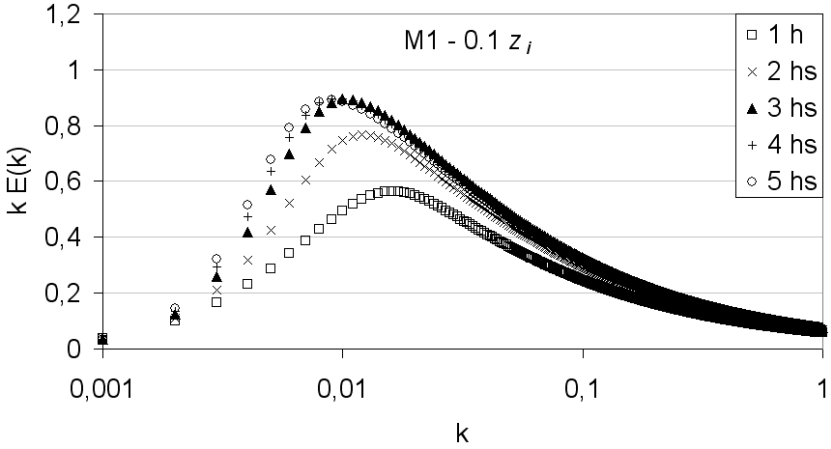


Figura 3. Crescimento do espectro de energia de acordo com o modelo M1, para o nível de 0.1 z_i.

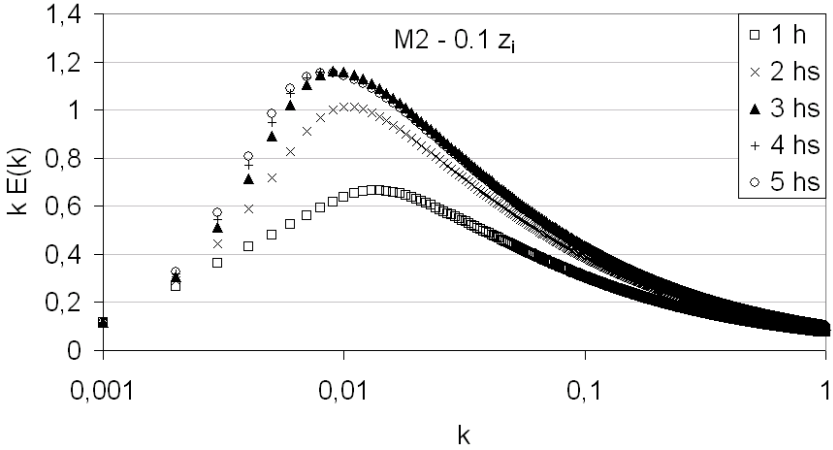


Figura 4. Crescimento do espectro de energia de acordo com o modelo M2, para o nível de 0.1 z_i.

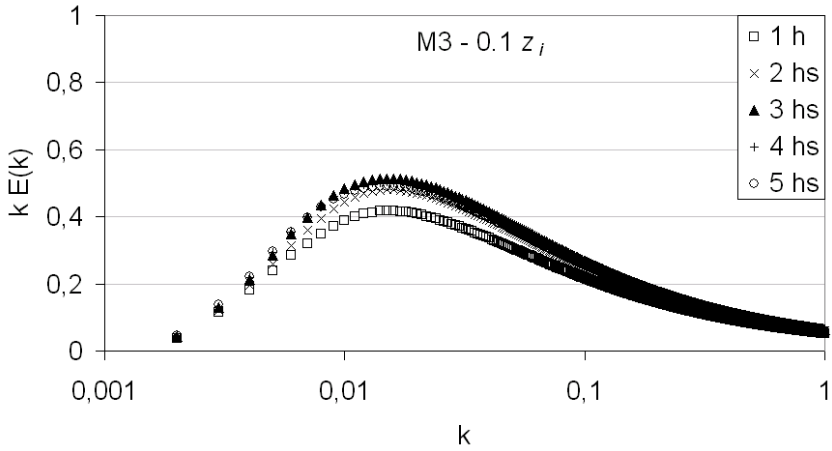


Figura 5. Crescimento do espectro de energia de acordo com o modelo M3, para o nível de 0.1 z_i.

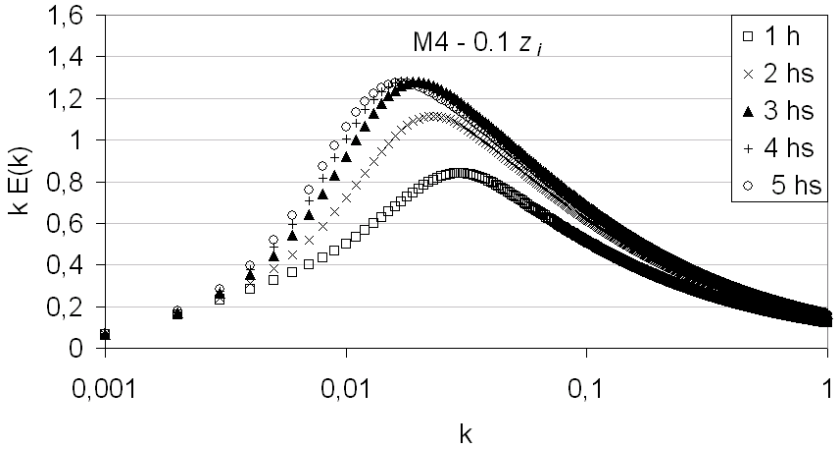


Figura 6. Crescimento do espectro de energia de acordo com o modelo M4, para o nível de 0.1 z_i.

Alguns aspectos em comum nos gráficos acima:

- Os espectros 3-D acima obedecem, aproximadamente, a inclinação de -5/3 da teoria de Kolmogorov (no subintervalo inercial) – Figuras 3-6, como descrito para espectros 1-D, como também indica Gifford (1959).
- Com o passar do tempo (crescimento e posterior estabelecimento da convecção) houve um aumento da magnitude do espectro (área sob a curva). Ou seja, com o aumento da convecção (3 primeiras horas) o espectro aumentou sua amplitude – a camada ficou mais energética, ou seja, turbulência mais intensa. O resultado é coerente com o encontrado por Goulart et al. (2003) para o caso de decaimento da convecção – onde a área sob a curva diminuía com o tempo. Durante a fase da convecção estabelecida (da 3ª

à 5ª hora), o crescimento foi mínimo ou praticamente inexistente. O resultado está de acordo com o esperado, pois está acontecendo uma inserção de energia de calor da superfície para a atmosfera. Contudo, observa-se que tal crescimento é menor na simulação do modelo M3 (Figura 5).
- Com exceção do modelo M3, nos demais observou-se com o passar das horas (desenvolvimento da convecção) um deslocamento do pico espectral para número de onda menores. Isto significa que a medida que a CLC vai se crescendo, vai aumentando a escala espacial dos vórtices mais energéticos (NUNES et al. 2007). O vórtice mais energético tem a dimensão da ordem de profundidade da CLC, tal comportamento é coerente e concorda com Grant (1997), que observou a migração dos picos espectrais para número de onda menores a medida que a CLC cresce e a turbulência fica mais intensa. Este deslocamento dos picos espectrais também é observado, embora não claramente, durante a fase de convecção estabelecida.

A seguir os espectros para o nível referente à camada de mistura.

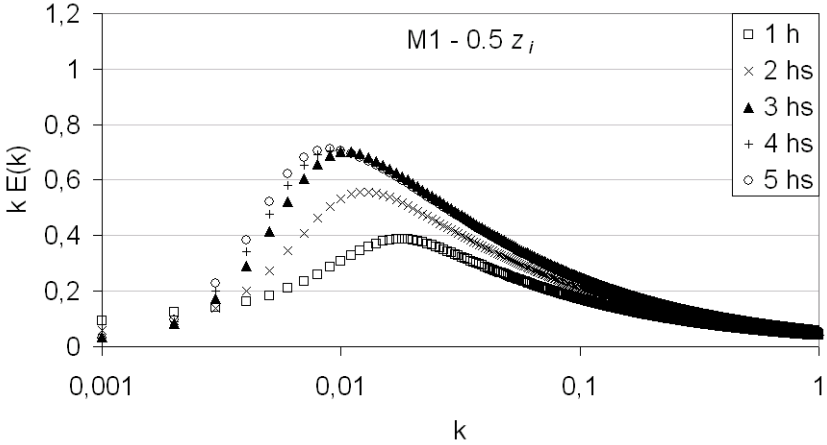


Figura 7. Idem à Figura 3, mas para 0.5 z_i.

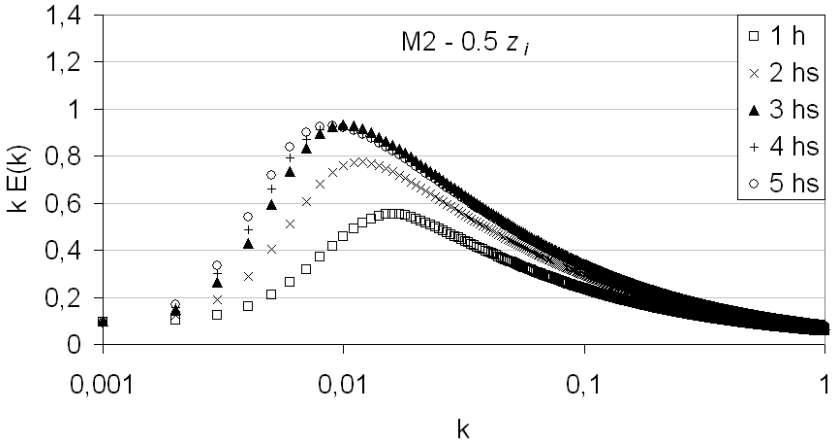


Figura 8. Idem à Figura 4, mas para 0.5 z_i.

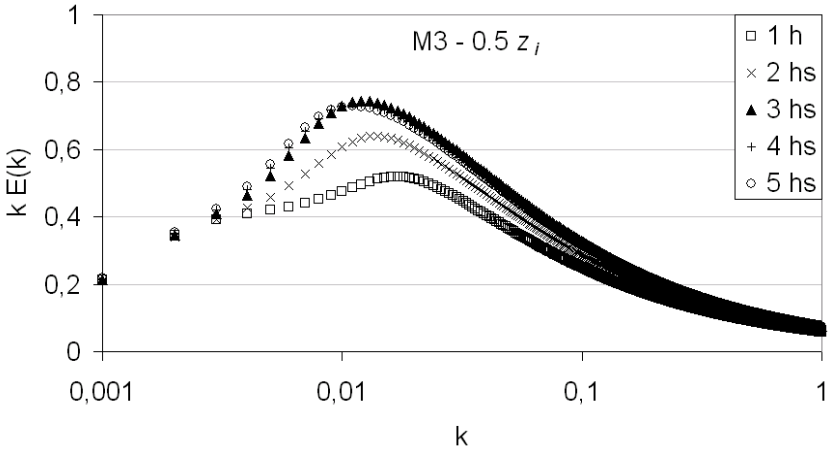


Figura 9. Idem à Figura 5, mas para 0.5 z_i.

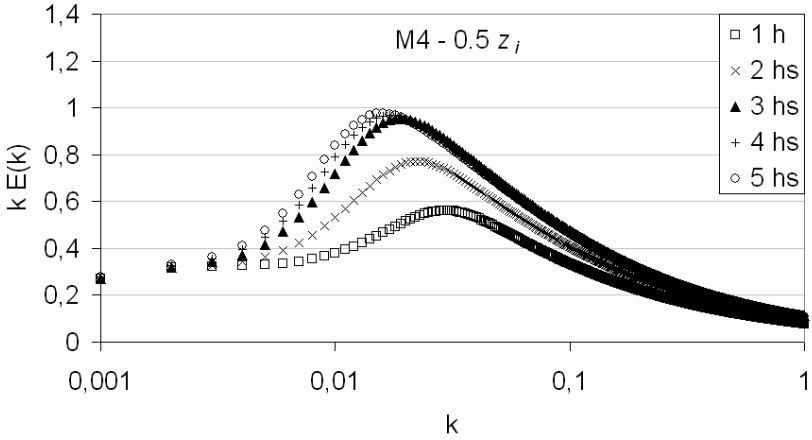


Figura 10. Idem à Figura 6, mas para 0.5 z_i.

No nível referente à camada de mistura, as principais características observadas em 0.1 z_i – aumento da magnitude

espectral e deslocamento do pico espectral para número de onda menores com o passar do tempo – também são observadas. Tais características, nem tanto claras em 0.1 z_i, são mais bem definidas neste nível na simulação do modelo M3. Inclusive, os espectros deste modelo neste nível foram os únicos que apresentaram magnitude superior aos do nível 0.1 z_i. Ou seja, nas demais simulações a energia espectral neste nível foi ligeiramente menor que no nível mais baixo. Uma explicação para este comportamento reside no fato de que a fonte térmica (fator fundamental no crescimento da CLC) é a superfície. Além disso, sabe-se da literatura - por exemplo, Moeng (1984) – que os pequenos vórtices exercem sua principal contribuição energética próximo à superfície.

Abaixo, os espectros para a interface entre a camada de mistura e a zona de entranhamento.

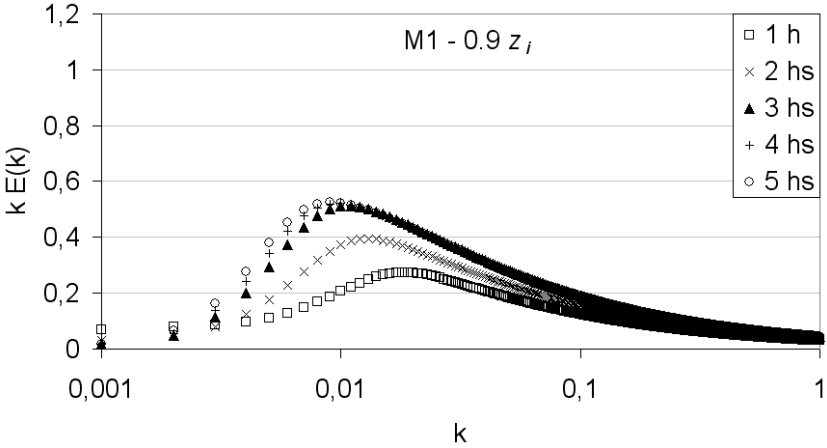


Figura 11. Idem à Figura 7, mas para 0.9 z_i.

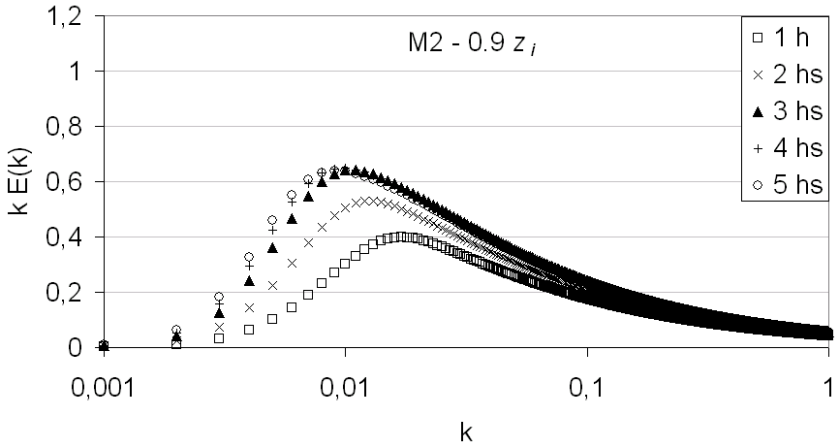


Figura 12. Idem à Figura 8, mas para 0.9 z_i.

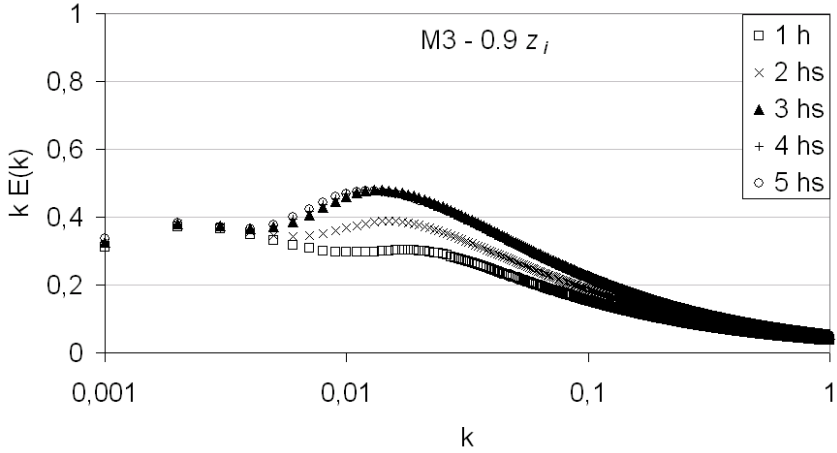


Figura 13. Idem à Figura 9, mas para 0.9 z_i.

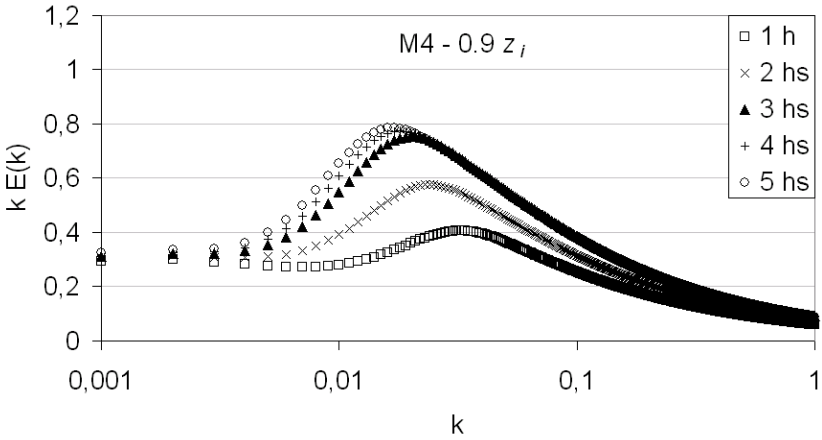


Figura 14. Idem à Figura 10, mas para 0.9 z_i.

Em todos os casos, observa-se que próximo à zona de entranhamento a magnitude do pico espectral é menor que nos níveis mais baixos. As características principais – magnitude do espectro e pico espectral se deslocando para k menores com o passar do tempo – novamente são observadas neste nível. Contudo, os espectros do modelo M3 (M4 também, embora mais sutil) apresentou um formato distinto: um outro pico espectral. Este pico espectral situa-se em números de onda menores que o pico referente aos vórtices mais energéticos. Ou seja, referem-se à vórtices de uma escala espacial maior – provavelmente maior que a microescala. Além disso, nota-se que neste pico não ocorre variação significante (tanto em magnitude quanto em deslocamento) de acordo com o fluxo de calor – o que significa que tratam-se de fenômenos independentes da fonte de calor (superfície).

Isto significa que o primeiro pico espectral representa, provavelmente, algum fenômeno inerente à zona de entranhamento. A zona de entranhamento é a região da CLP que, por limitá-la verticalmente, sofre mais diretamente a influência de fenômenos externos à CLP, o que poderia explicar este pico.

Como já mencionado, nota-se, no geral, o deslocamento dos picos espectrais para comprimentos de onda maiores à medida que cresce a convecção. Nesse sentido, a Figura 15 abaixo mostra as peculiaridades de cada modelo, quando se plota os comprimentos de onda de pico integrados na vertical e durante o período de 5 hs. Observa-se que o modelo M3 diferencia-se dos demais por manter o comprimento de onda dos grandes vórtices constante no nível mais baixo. Nos outros modelos, principalmente na fase de transição (até a 3ª hora), o crescimento é quase constante com a altura, ou seja, os grandes vórtices aumentam suas escalas espaciais em todos os níveis. Em M2, nota-se na fase de CLC estabelecida (da 3ª hora em diante) um crescimento maior em baixos níveis. Esta característica é verificada em M1, mas com menos intensidade. Outra semelhança é que estes dois modelos apresentaram valores parecidos, enquanto que M3 e principalmente M4 apresentaram, no geral, valores menores.

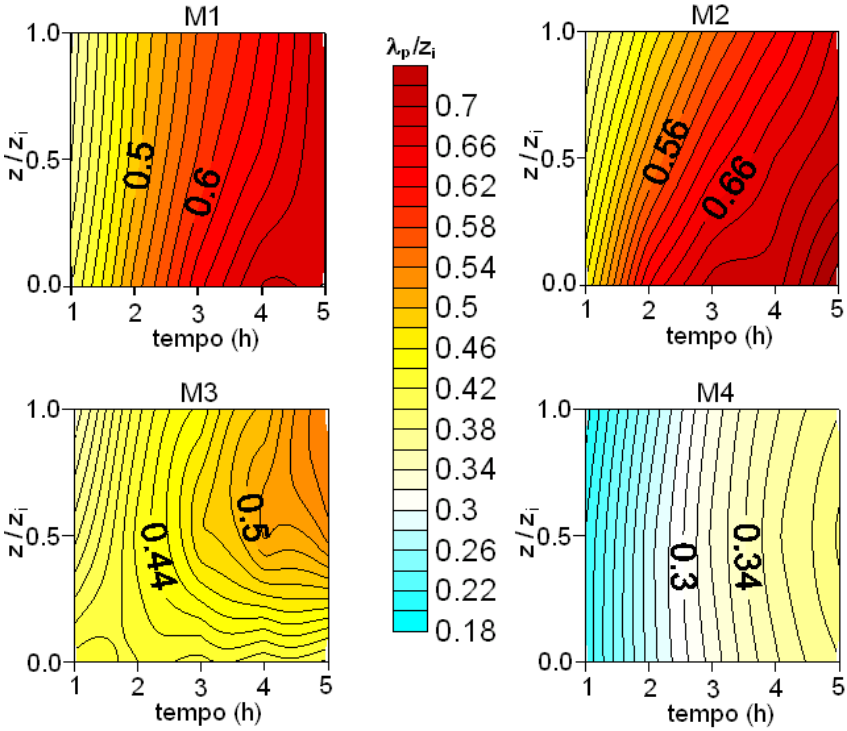


Figura 15. Perfis verticais dos comprimentos de onda de pico, normalizados por z_i, para cada modelo, ao longo do período de transição e da CLC estabelecida.

No geral, observa-se que apesar das diferentes formulações de variâncias de velocidade do vento e taxas de dissipação, os modelos concordam nas características principais: 1) com o aumento da convecção, aumenta a escala dos vórtices mais energéticos e 2) com o aumento da

convecção, aumenta-se a magnitude espectral, i.e., a quantidade de ECT.

Contudo, peculiaridades foram encontradas no comportamento dos espectros acima. Desta forma, resta verificar qual dos modelos é mais preciso na quantificação da ECT durante a fase de transição matutina. Normalmente, a verificação dos modelos é feita na comparação entre as simulações e os dados observados. Contudo, na ausência de dados observados – como é o caso aqui – compara-se as simulações dos modelos a serem testados com as simulações de modelos numéricos bastante conceituados na literatura – sendo esta uma possibilidade cada vez mais real graças ao desenvolvimento da ciência da computação (Campos Velho, 2010). Assim, os resultados das simulações de ECT dos modelos acima serão confrontados com os dados gerados pelas simulações do modelo LES – descrito, brevemente, a seguir.

4.4.4 Modelo LES

O modelo LES (Large-Eddy Simulation: Simulação dos grandes vórtices) tem como filosofia a simulação do comportamento dos vórtices que contêm energia – os maiores vórtices – e a parametrização dos menores. A separação entre os vórtices, grandes e pequenos, é feita através de um filtro passa-baixa, ou seja, os vórtices de menor frequência (maiores comprimentos de onda) são filtrados e simulados, enquanto que os de maior frequência são

parametrizados. Chamamos a escala dos grandes vórtices de escala resolvida, pois são descritos diretamente pelos pontos de grade do modelo numérico, enquanto que a escala dos menores vórtices é chamada de escala de subgrade, ou escala de subfiltro, pois possuem escala espacial menor que a célula da grade. Por isso, diz-se que a filosofia do LES situa-se entre a DNS (Direct Numerical Simulation: simulação numérica direta) e RANS (Reynolds-Avereged Navier-Stokes: média de Reynolds sobre os termos da equação de Navier-Stokes), pois não simula todas as escalas como no DNS, mas parametriza os menores movimentos, como no RANS. Pode-se dizer que a ideia original empregada no modelo LES foi baseada em Deardorff (1970b e 1972), cuja aplicação é uma aproximação do trabalho de Smagorinsky et al. (1965) e com determinação da física de subgrade baseada em Smagorinsky (1963) e Lilly (1967) – este último que, por sua vez, baseou-se na teoria do subintervalo inercial de Kolmogorov de 1941, como citado em Wyngaard (2004). Já há alguns anos, o modelo LES é vastamente empregado em dinâmica dos fluidos, inclusive como base empírica para comprovação e desenvolvimento de modelos analíticos, como visto por exemplo em Ayotte et al. (1996), devido ao desenvolvimento na parametrização da CLP e dos avanços das estruturas computacionais. Na literatura existem vários trabalhos de comparações entre modelos LES de diferentes resoluções ou esquemas de fechamento, principalmente para a CLC. No entanto, as diferenças são mínimas (desde que as resoluções não sejam tão baixas, como menores que 40^3 pontos de grade), ainda

mais se considerarmos resultados referentes à camada de mistura (ZILITINKEVICH et al., 2006). Dos diversos estudos de LES encontrados atualmente, muitos foram baseados em trabalhos conceituados, como os trabalhos de Deardorff (1972, 1974b), Moeng (1984), Nieuwstadt e Brost (1986), Mason (1989), Schmidt e Schumann (1989), Lesieur e Metáis (1996).

A simulação dos grandes vórtices possui maior precisão nas regiões em que os grandes vórtices são plenamente dominantes. Ou seja, na camada de mistura – e quanto mais convectiva, melhor. Isto indica que a precisão diminui na camada limite superficial e na zona de entranhamento. Quanto a CLS, quanto mais perto da superfície, maior a influência dos pequenos vórtices e, portanto, maior a influência da parametrização de subgrade – que é onde reside a maior taxa de erros nas simulações por LES. A baixa precisão do modelo LES próximo a superfície é observada por Zilitinkevich et al. (1998) e Wyngaard (1998), entre outros. Da mesma forma, em princípio, o modelo LES tem mais dificuldade em simular uma CLE, haja vista que neste caso os grandes vórtices – originados mecanicamente – possuem escala espacial bem menor que os vórtices convectivos, o que requer uma resolução muito mais fina e, consequentemente, maior esforço computacional, além de parametrizações adequadas à estratificação estável. Como a camada estável é fina e adjacente à superfície, fica muito dependente da parametrização de subgrade – o que tende a diminuir a precisão do modelo. Contudo, frente à necessidade, é cada vez

mais comum o emprego do modelo LES na simulação da CLE, como por exemplo em Sorbjan e Uliasz (1999) e Beare et al. (2006). Para fechar o ciclo diurno da CLP, encontram-se, cada vez mais, simulações por LES também das fases de transição, como em Goulart et al. (2003), Chandrasekar et al. (2003), Sorbjan (2007), Nunes et al. (2009 e 2010).

O avanço nas simulações por LES implicam, quase sempre, em melhorias nas parametrizações de subgrade. Na literatura, o desenvolvimento de metodologias de parametrizações pode ser encontrado em Smagorinsky (1963) – que serviu de base para muitas parametrizações desenvolvidas depois, Findikakis e Street (1979), Mason (1994), Sullivan et al. (1994), Tong et al. (1998 e 1999), Mason e Brown (1999), Porté-Angel et al. (2000) e Ding et al. (2001 a,b).

Aqui, será usado o modelo LES de acordo com as formulações de Moeng (1984) – bastante empregadas na literatura – , com a parametrização de subgrade de Sullivan et al. (1994). A Tabela 1 mostra os valores numéricos usados na simulação.

O número de pontos de grade está de acordo com Degrazia et al. (2007) para uma CLC desenvolvida. O objetivo aqui é a simulação do crescimento da convecção a partir de uma camada neutra, pois o código LES usado neste trabalho não simula uma CLE. Contudo, os resultados do modelo somente são significativos após ser atingida a condição de quase-equilíbrio (CQE) – o que ocorre quando a turbulência está bem estabelecida (NIEUWSTADT et al. 1992; MOENG et

al. 2004), ou seja, em uma CLC. Assim, para simularmos o crescimento da CLC e garantir a CQE, devemos simular (na ordem): a CLC (até atingir a CQE), o decaimento, a camada neutra, o crescimento e a CLC estabelecida. A Tabela 2 mostra os valores de fluxo de calor para simular o ciclo diurno da CLP via LES.

Tabela 1. Valores numéricos usados nas simulações do modelo LES (* dados iniciais)

Temperatura Potencial	**300 K (uniforme em todo o domínio vertical)**
Comprimento de rugosidade	0.16 m
$\mathbf{u_g}$	10 m s^{-1}
$\mathbf{v_g}$	0
Dimensões do domínio (x,y,z)	(5 * 10^3 m) x (5*10^3 m) x (2*10^3 m)
Pontos de grade	96 x 96 x 96

Para representar com mais coerência o vento *U* durante a fase de crescimento, para esta variável – empregada nos modelos analíticos discutidos neste capítulo – serão usados resultados do modelo LES, conforme mostrado na Figura 16.

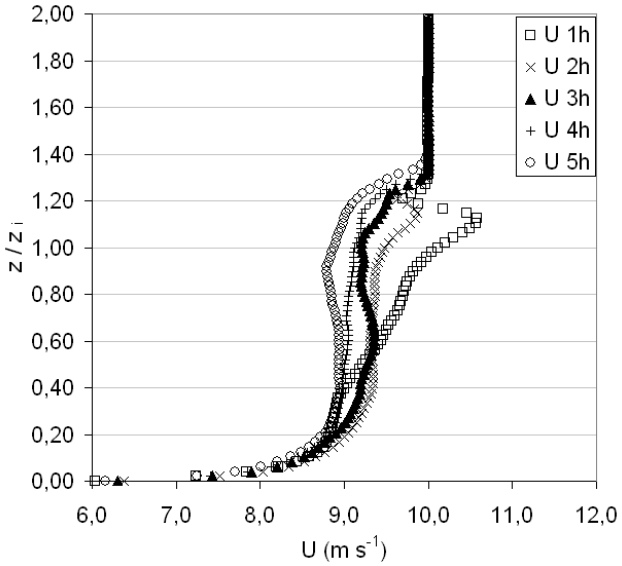


Figura 16. Perfis verticais do vento longitudinal de acordo com o modelo LES, para cada hora de crescimento da Camada Matutina.
Fonte: Adaptado de Nunes et al. (2010)

Tabela 2. Estágios do ciclo da CLP simulada no modelo LES.

Estágio	*Tipo de Turbulência*	H_s (K m s^{-1})	*Intervalo de tempo*
CBL1	*CLC estabelecida*	0,24	0 a 1,09
DEC1	*início do decaimento*	0,16	1,09 a 1,73
DEC2	*Decaimento*	0,08	1,73 a 2,37
NEU	*fase neutral*	0,00	2,37 a 4,94

GRO1	*início do crescimento*	0,08	4,94 a 5,58
GRO2	*Crescimento*	0,16	5,58 a 6,28
CBL2	*CLC estabelecida*	0,24	6,28 a 8,14

Baseada na Tabela acima, a Figura 17 mostra o ciclo diurno de ECT dos grandes vórtices simulado pelo modelo LES.

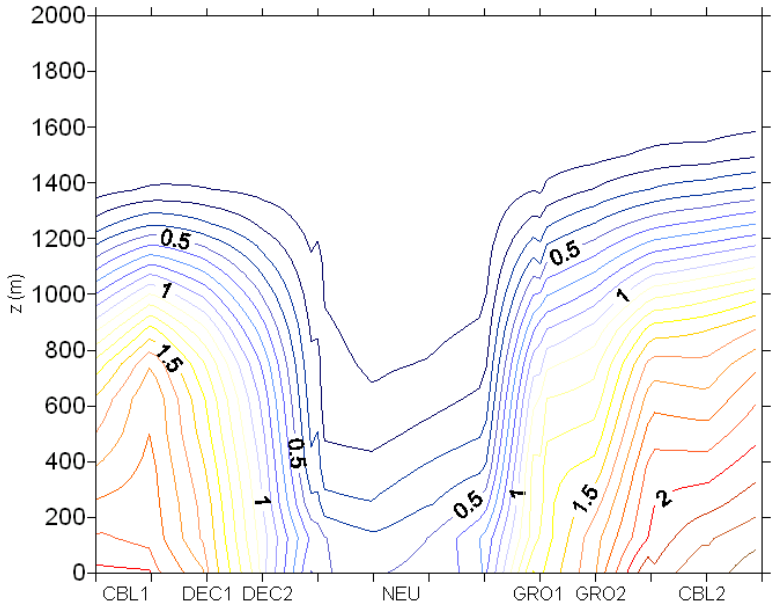


Figura 17. Ciclo diurno da ECT ($m^2 s^{-2}$) simulado pelo modelo LES (grandes vórtices).

4.4.5 Comparação entre os modelos teóricos e o modelo LES

Os resultados do LES para a simulação do ciclo diurno estão de acordo com o que é observado no comportamento da CLP. Desta forma, fez-se as comparações entre as simulações do crescimento da ECT analíticas (quatro modelos teóricos) e as do modelo LES.

A seguir, a comparação entre a ECT simulada pelos quatro modelos teóricos e o modelo LES para os três níveis verticais. Aqui, a ECT é normalizada por w_*^2, enquanto que o tempo é normalizado pela escala de tempo convectiva $t_* = w_* / z_i$.

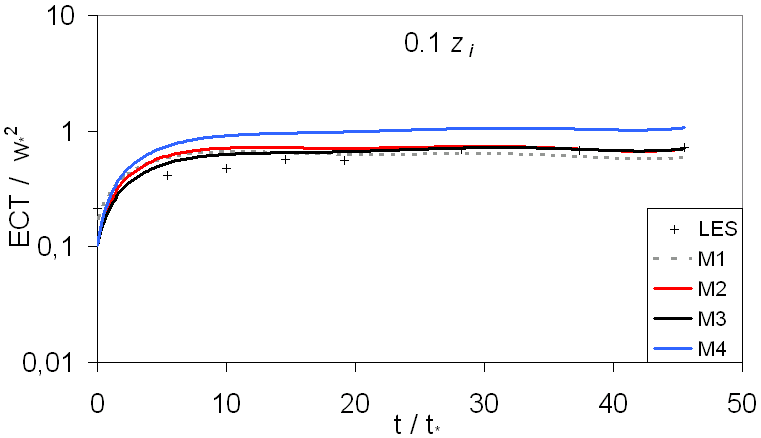


Figura 18. Crescimento da ECT matutina de acordo com os modelos teóricos e o LES, para 0.1 z_i.

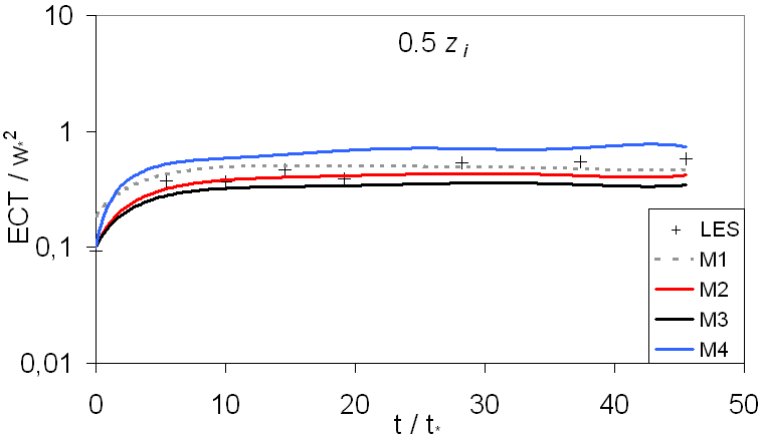


Figura 19. Idem a Figura 18, mas para 0.5 z_i.

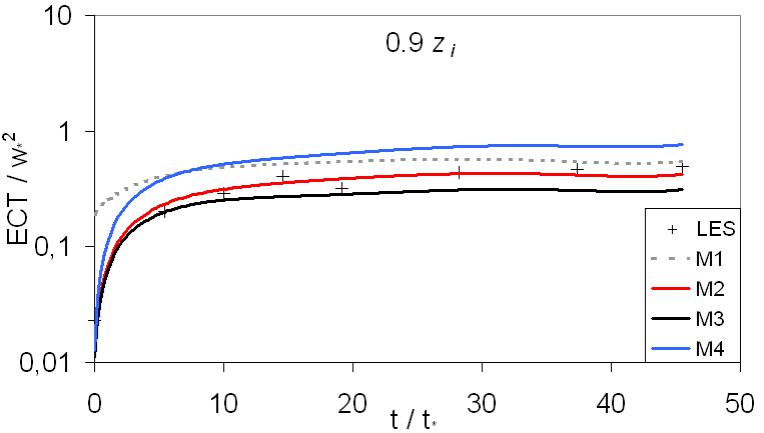


Figura 20. Idem a Figura 18, mas para 0.9 z_i.

Embora com algumas pequenas diferenças, no geral pode-se dizer que os modelos teóricos descrevem bem o crescimento da convecção em comparação com os resultados

do LES. Nota-se um melhor desempenho dos modelos teóricos em níveis mais baixos. Uma análise quantitativa, por meio da soma dos desvios, indica que o modelo M3 se aproximou mais do LES – ou seja, foi mais preciso – no nível mais baixo. Nos demais níveis, o modelo M2 foi mais preciso.

4.5 Conclusões Finais

Neste capítulo foram discutidos aspectos físicos da camada limite matutina – a fase de transição entre a camada noturna e a diurna. As fases de transição são os tipos de turbulência micrometeorológica que ainda necessitam de mais estudos, pois a maior dos trabalhos de modelagem e de observação se referem às fases estabelecidas: CLE e CLC. Aqui foram apresentados modelos analíticos que representam o crescimento da convecção – modelos estes baseados na equação espectral de Campos Velho (2003), partindo de uma camada neutra (fluxo de calor na superfície nulo). Na derivação da equação espectral, sugeriu-se diferentes formulações e metodologias de espectros 1-D e 3-D, variâncias de velocidade e taxas de dissipação (tanto para condições neutras quanto convectivas). Este conjunto de equações formaram quatro modelos teóricos, cujos resultados, no geral, expressam que a medida que a convecção cresce, aumenta-se a magnitude espectral, e o comprimento de onda de pico se desloca para valores maiores – indicando que a escala espacial dos grandes vórtices aumenta com o desenvolvimento da CLC. Um dos

modelos identificou um pico espectral independente do fluxo de calor na superfície, próximo a zona de entranhamento, em um intervalo que deve estar relacionado a fenômenos de fora da CLP.

A precisão destes modelos analíticos foi verificada em comparação com a simulação do conceituado modelo LES, visto que não há dados experimentais. Foram comparados os dados de ECT entre os modelos teóricos e o LES para três níveis verticais e, no geral, observou-se boa concordância – indicando que apesar das diferentes formulações empregadas, os modelos simularam o crescimento turbulento da camada matutina satisfatoriamente. Próximo à superfície ($0{,}1z_i$), a maior discrepância em relação ao LES foi registrada para o modelo M4 e a melhor concordância foi com o modelo M3. Para o meio da CLC ($0{,}5z_i$), as descrições de todos os modelos analíticos foram similares, mas o modelo M2 apresentou a melhor aderência aos dados do LES. No topo da camada ($0{,}9z_i$), o modelo M2 foi o de melhor concordância com os resultados do experimento numérico com LES.

4.6 Referências Bibliográficas

ANDRÉ, J. C.; DE MOOR, G.; LACARRÈRE, P.; THERRY, G. ; DU VACHAT, R. Modeling the 24-hour evolution of the mean and turbulent structures of the planetary boundary layer. **Journal of Atmospheric Sciences.** v. 35. p. 1861-1863. 1978.

ANGEVINE, W. M.; BALTINK, H. K.; BOSVELD, F. B., Observations of the Morning Transition of the Convective Boundary Layer, **Boundary-Layer Meteorology**. v. 101, p. 209-227. 2001.

ATHANASSIADIS, G. A.; RAO, T. S.; KU, J. Y.; CLARK, R. D. Boundary layer evolution and its influence on ground-level ozone concentrations. **Environmental Fluid Mechanics**., v. 2, p. 339-357. 2002.

AYOTTE, K. W.; SULLIVAN, P. P.; ANDRÉN, A.; DONEY, S. C.; HOSTLAG, A. A. M.; LARGE, W. G.; MCWILLIAMS, J. C.; MOENG, C-H.; OTTE, M. J.; TRIBBIA, J. J.; WYNGAARD, J. C. An Evaluation of Neutral and Convective Planetary Boundary-Layer Parameterizations Relative to Large Eddy Simulations, **Boundary-Layer Meteorology**. v. 79, p. 131–175. 1996.

BADER, D. C.; MCKEE, T. B. Dynamical model simulation of the morning boundary layer development in deep mountain valleys. **Journal of Climatology and Applied Meteorology**, v. 22, p. 341-351. 1983.

BANGE, J.; SPIESS, T.; VAN DEN KROONENBERG, A. Characteristics of the early-morning shallow convective boundary layer from Helipod Flights during STINHO-2. **Theoretical and Applied Climatology**., v. 90, p. 113-126. 2007.

BANTA, R. M.; BERRI, G.; BLUMEN, W.; CARRUTHERS, D. J.; DALU, G. A.; DURRAN, D. R.; EGGER, J.; GARRATT, J. R.; HANNA, S. R.; HUNT, J. C. R.; MERONEY, R. N.; MILLER, W.; NEFF, W. D.; NICOLINI, M.; PEAGLE, J.; PIELKE, R. A.; SMITH, R. B.; STRIMAITIS, D. G.; VUKEVIC, T.; WHITEMAN, C. D. Atmospheric Processes Over Complex Terrain. In: Blumen (Ed). **Meteorological Monographs**. American Meteorological Society. 1990. 312 p.

BATCHVAROVA, E.; GRYNING, S-E., Applied Model for the Growth of the Daytime Mixed Layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 56, p. 261-274. 1990.

BEARE, R. J.; MACVEAN, M. K.; HOSTLAG, A. A. M.; CUXART, J.; ESAU, I.; GOLAZ, J-C; JIMENEZ, M. A.; KHAIROUTDINOV, M.; KOSOVIC, B.; LEWELLEN, D.; LUND, T. S.; LUNDQUIST, J. K.; MCCABE, A.; MOENE, A. F.; NOH, Y.; RAASCH, S.; SULLIVAN, P. An intercomparison of large-eddy simulations of the stable boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 118, . 247-272. 2006.

BOGO, H.; GÓMEZ, D.R.; REICH, S.L.; NEGRI, R.M.; SAN ROMÁN, E. Traffic pollution in a downtown site of Buenos Aires City. **Atmospheric Environment**, v. 35, p. 1717-1727. 2001.

BONINO, G.; LONGHETTO, A.; TRIVERO, P.; ELISEI, G.; MARZORATI, A. Evolution of the atmospheric convective

boundary layer monitored by the metric RASS. **Il Nuovo Cimento C**, v. 12, p. 163-171. 1989.

BROST, R. A.; WYNGAARD, J. C. A model study of the stably stratified planetary boundary layer. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 35, p. 1041-1052. 1978.

CAMPOS VELHO, H.F. A preliminary model for growing of the convective boundary layer. **Ciência e Natura**, vol. Especial, 99–102. 2003.

CAMPOS VELHO, H.F. Modelagem Matemática em Turbulência Atmosférica. **Notas em Matemática Aplicada**. V.48, p. 1-82. 2010.

CAUGHEY, S.J.; PALMER, S.G. Some aspects of turbulence structure through the depth of the convective boundary layer. **Quarterly Journal of Royal Meteorological Society**, v. 105, p. 811-827. 1979.

CHANDRASEKAR, A.; PHILBRICK, C. R.; CLARCK, R.; DODDRIDGE, B.; GEORGOPOULOS, P. A large-eddy simulation study of the convective layer over Philadelphia during the 1999 summer NE-OPS campaign. **Environmental Fluid Mechanics**, v. 3, p. 305-329. 2003.

CHEMEL, C.; CHOLLET, J. P. Observations of the daytime boundary layer in deep Alpine Valleys. **Boundary-Layer Meteorology**., v. 119, p. 239-262. 2006.

CHOI, H.; SPEER, M. S. Effects of atmospheric circulation and boundary layer structure on the dispersion of suspended particulates in the Seoul metropolitan area. **Meteorological and Atmospheric Physics**, v. 92, p. 239-254. 2006.

DEARDORFF, J. W. Convective Velocity and Temperature Scales for the Unstable Planetary Boundary Layer and for Rayleigh Convection**. Journal of Atmospheric Sciences**., v. 27, p. 1211-1213. 1970a.

DEARDORFF, J. W. A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 41, p. 453-480. 1970b.

DEARDORFF, J.W. Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 29, p. 91-115. 1972.

DEARDORFF, J. W. Three-dimensional numerical study of the height and mean structure of a heated planetary boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 7, p. 81-106. 1974a.

DEARDORFF, J. W. Three-dimensional numerical study of turbulence in an entraining mixed layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 7, p. 199-206. 1974b.

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

DEARDORFF, J.W. Stratocumulus-capped mixed layers derived from three-dimensional model. **Boundary-Layer Meteorology**., v. 18, p. 495-527. 1980.

DEARDORFF, J. W.; UEYOSHI, K.; E HAN, Y-J. Numerical study of terrain-induced mesoscale motions and hydrostatic form drag in a heated, growing mixed layer. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 41, p. 1420-1441. 1984.

DEGRAZIA, G.A.; RIZZA, U.; MANGIA, C.; TIRIBASSI, T. Validation of a new turbulent parameterization for dispersion models in convective conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, v.85: 243–254. 1997.

DEGRAZIA, G.A.; ANFOSSI, D.; CARVALHO, J.; MANGIA, C.; TIRABASSI, T.; CAMPOS VELHO, H. Turbulence parameterization for PBL dispersion models in all stability conditions. **Atmospheric Environment**., v.34, p.3575-3583. 2000.

DEGRAZIA, G.A.; MOREIRA, D.M.; NUNES, A.B.; CAMPOS, C.R.J.; PROCHNOW, A.R.; FONSECA, F.A. Comparação entre coeficientes de difusão derivados do espectro de energia turbulenta e coeficientes de difusão que dependem da razão entre os fluxos de entranhamento e os de superfície. **Ciência e Natura**, vol. Especial: 9–19. 2003a.

DEGRAZIA, G. A.; GOULART, A.; ANFOSSI, D.; CAMPOS VELHO, H. F.; LUKASZCYK, P.; PALANDI, J. A model based on Heisenberg´s theory for the eddy diffusivity in decaying turbulence applied to the residual layer. **Il Nuovo Cimento**, v. 26, p. 39-51. 2003b.

DEGRAZIA, G. A.; NUNES, A. B.; SATYAMURTY, P.; ACEVEDO, O. C.; CAMPOS VELHO, H. F.; RIZZA, U.; AND CARVALHO, J. C. Employing Heisenberg´s turbulent spectral transfer theory to parameterize sub-filter scales in LES models. **Atmospheric Environment**. v. 41, p. 7059-7068. 2007.

DING, F.; ARYA, S. P.; LIN, Y. L. Large-eddy simulations of the atmospheric boundary layer using a new subgrid model I. Slightly unstable and neutral cases. **Environmental Fluid Mechanics**., v. 1, p. 29-47. 2001a.

DING, F.; ARYA, S. P.; LIN, Y. L. Large-eddy simulations of the atmospheric boundary layer using a new subgrid model II. Weakly and moderately stable cases. **Environmental Fluid Mechanics**, v.1, p. 49-69. 2001b.

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

DRIEDONKS, A.G.M.; TENNEKES, H. Entrainment effects in the well-mixed atmospheric boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 30, p. 75-105. 1984.

FINDIKAKIS, A. N.; STREET, R. L. An algebric model for subgrid-scale turbulence in stratified flows. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 36, p. 1934-1949. 1979.

FISCH, G.; TOTA, J.; MACHADO, L. A. T.; SILVA DIAS, M. A. F.; LYRA, R. F. F.; NOBRE, C. A.; DOLMAN, A. J.; GASH, J. H. C. The convective boundary layer over pasture and forest in Amazonia. **Theoretical and Applied Climatology**, v. 78, p. 47-59. 2004.

GARC, J. A.; CANCILLO, M. L.; CANO, J. L. A case study of the morning evolution of the convective boundary layer depth. **Journal of Applied Meteorology**., v. 41, p. 1053-1059. 2002.

GIFFORD, F. Jr. The interpretation of meteorological spectra and correlations. **Journal of Meteorology**, v. 16, p. 344-346. 1959.

GOULART, A; DEGRAZIA, G.A.; RIZZA, U; ANFOSSI, D. A theoretical model for the study of convective turbulence decay and comparison with large-eddy simulation data. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 107, p. 143–155. 2003.

GOULART, A.; DEGRAZIA, G.; VILHENA, M. T.; ANFOSSI, D.; MOREIRA, D. M.; CARVALHO, J. C.; PALANDI, J. An eddy diffusivity derivation for the non-isotropic convective decaying turbulence in the residual layer. In: Borrego; Incecik (Ed). **Air Pollution Modelling and Its Application XVI**. Kluwer Academic/Plenum Publishers, New York. 2004. p. 407-414.

GRANT, A. L. M. An observational study of the evening transition boundary-layer. **Quarterly Journal of Royal Meteorological Society,** v. 123, p. 657-677. 1997.

GRIMSDELL, A. W.; ANGEVINE W. M. Observations of the afternoon transition of the convective boundary layer. **Journal of Applied Meteorology**, v. 41, p. 3-11. 2002.

HELMIS, C. G.; ASIMAKOPOULOS, D. N.; DELIGIORGI, D. G. Some observations on the destruction of the morning temperature inversions in a large and broad mountain valley. **Journal of Applied Meteorology**, v. 29, p. 396-400. 1990.

HINZE, J.O. **Turbulence**, McGraw-Hill (Ed). 1975. 790 p.

HØSTRUP, J. Velocity spectra in the unstable boundary layer. **Journal of Atmospheric Sciences**, v.33, p.2152-2169. 1982.

KAIMAL, J. C.; WYNGAARD, J. C.; IZUMI, Y.; COTÉ, O. R. Spectral characteristics of surface layer turbulence. **Quarterly Journal of Royal Meteorological Society**, v. 98, p. 563-589. 1972.

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

KIESS, R. B.; RIORDAN, A. J. The statistical relationship between the synoptic-scale pressure field and the development and morning transition of surface inversions at two rural sites. **Journal of Climatology and Applied Meteorology**, v. 26, p. 1000-1013. 1987.

KOSSMANN, M.; STURMAN, A. P.; ZAWAR-REZA, P.; MCGOWAN, H. A.; OLIPHANT, A. J.; OWENS, L. F.; SPRONKEN-SMITH, R. A. Analysis of the wind field and heat budget in an alpine lake basin during summertime fair weather conditions. **Meteorological and Atmospheric Physics**, v. 81, p. 27-52. 2002.

KRISTENSEN, L.; LENSCHOW, D.; KIRKEGAARD, P.; COURTNEY, M. The spectral velocity tensor for homogeneous

boundary-layer turbulence. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 47, p. 149-193. 1989.

KUO, H.L.; SUN, W.Y. Convection in the lower atmosphere and its effects. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 33, p. 21-40, 1976.

LAPWORTH, A. The morning transition of the nocturnal boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 119, p. 501-526. 2006.

LEE, S-M.; FERNANDO, H. J. S.; PRINCEVAC, M.; ZAJIC, D.; SINESI, M.; MCCULLEY, J. L.; ANDERSON, J. Transport and diffusion of ozone in the nocturnal and morning planetary boundary layer of the Phoenix Valley. **Environmental Fluid Mechanics,** v. 3, p. 331-362. 2003.

LENSCHOW, D. H.; STANKOV, B. B.; MAHRT, L. The rapid morning boundary-layer transition. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 36, p. 2108-2124. 1979.

LENSCHOW, D. H.; WYNGAARD, J. C.; PENNEL, W. T. Mean-field and second-moment budgets in baroclinic, convective boundary layer. ***J. Atmos. Sci.***, v. 37, p. 1313-1326. 1980.

LESIEUR, M.; MÉTAIS, O. New trends in large-eddy simulations of turbulence. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 28, p.45-82. 1996.

LI, J-G.; ATKINSON, B. W. Transition regimes in valley airflows. **Boundary-Layer Meteorology**., v. 91, p. 385-411. 1999.

LILLY, D. K. The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. In: **Pro. IBM Scientific Computing Symposium on Environmental Sciences**, IBM Form N. 320-1951, p. 195-210. 1967.

LYONS, W.A.; COLE, H.S. Fumigation and plume trapping on the shores of Lake Michigan during stable onshore flow. **Journal of Applied Meteorology**, v. 12, p. 494-510. 1973.

MA, J.; DAGGUPATY, S. M. Using all observed information in a variational approach to measuring z_{0m} and z_{0t}. **Journal of Applied Meteorology**., v. 39, p. 1391-1410. 2000.

MANGIA, C.; DEGRAZIA, G. A.; RIZZA, U. An integral formulation for the dispersion parameters in a shear-buoyancy-driven planetary boundary layer for use in a gaussian model for tall stacks. **Journal of Applied Meteorology**, v. 39, p. 1913-1922. 2000.

MAHRT, L. Stratified atmospheric boundary layers and breakdown of models. **Theoretical and Computational Fluid Dynamics**, v. 11. p. 263-280. 1998.

MASON, P. J. Large-eddy simulation of the convective atmospheric boundary layer. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 46, p. 1492-1516. 1989.

MASON, P. J. Large-eddy simulation: a critical review of the technique. **Quarterly Journal of Royal Meteorological Society**, v. 120, p. 1-26. 1994.

MASON, P. J.; BROWN, A. R. On subgrid models and filter operations in large eddy simulations. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 56, p. 2101-2114. 1999.

MASON, P.J.; THOMSON, D.J. Boundary Layers/Overview. In: HOLTON, J.R; CURRY, J.A.; PYLE, J.A. (Org.). **Encyclopedia of Atmospheric Sciences**. New York: Academic Press, 2003. p. 221-228.

MOENG, C-H. A large-eddy simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 41, p. 2052-2062. 1984.

MOENG, C-H; WYNGAARD, J. C. Spectral analysis of large-eddy simulations of the convective boundary layer. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 45, p. 3573-3587. 1988.

MOENG, C-H.; SULLIVAN, P. P.; STEVENS, B. Large-Eddy simulations of cloud-topped mixed layers. In: FEDOROVICH, E.; ROTUNNO, R.; STEVENS, B. (Ed). **Atmospheric**

Turbulence and Mesoescale Meteorology. Cambridge University Press, 2004. p. 95-114.

NAKAMURA, R.; MAHRT, L. Vertically integrated sensible-heat budgets for stable nocturnal boundary layers. **Quarterly Journal of Royal Meteorological Society**., v. 132. p. 383-403. 2006.

NATH, S.; PATIL, R. S. A simple model to determine in situ mixing height growth from surface measurements. **Environmental Fluid Mechanics**, v. 3, p. 195-219. 2003.

NIEUWSTADT, F.T.M.; BROST, R.A. The decay of convective turbulence. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 43, p. 532-546. 1986.

NIEUWSTADT, F. T. M.; MASON, P. J.; MOENG, C-H; SCHUMANN, U. Large-Eddy Simulation of the convective boundary layer: A comparison of four computer codes. In: DURST, F. (Ed). **Turbulent Shear Flows 8**. Springer, 1992. p. 343-367.

NOONKESTER, V. R. The evolution of the clear air convective layer revealed by surface-based remote sensors. **Journal of Applied Meteorology**, v. 15, p. 594-606. 1976.

NUNES, A.B.; CAMPOS VELHO, H. F.; SATYAMURTY, P. Spatial scale of energy-containing eddies during the morning

transition by theoretical modeling. **Ciência e Natura,** v. esp., p. 345-348, 2007.

NUNES, A.B.; CAMPOS VELHO, H.F.; SATYAMURTY, P.; DEGRAZIA, G.A.; GOULART, A.; RIZZA, U. Convective boundary layer growth: analytical and numerical approaches. **Ciência e Natura**, v. 31. p. 25–28. 2009.

NUNES, A.B.; CAMPOS VELHO, H. F.; SATYAMURTY, P.; DEGRAZIA, G.; GOULART, A.; RIZZA, U. Morning Boundary-Layer Turbulent Kinetic Energy by Theoretical Models. **Boundary-Layer Meteorology,** v. 134, p. 23-39, 2010.

NUNES, A.B.; DEGRAZIA, G.A.; CAMPOS, C.R.J.; MOREIRA, D.M. Turbulent eddy diffusivities for a planetary boundary layer generated by thermal and mechanical effects. **Revista Brasileira de Geofísica**, v. 31(4), p. 609-618, 2013a.

NUNES, A.B.; SATYAMURTY, P.; CAMPOS VELHO, H. F.; WELTER, M.E.S. Different parameterizations for wind variance applied to the convective boundary layer growth model. **Ciência e Natura,** v. esp., p. 299-301, 2013b.

NUNES, A.B.; DEGRAZIA, G.A.; CAMPOS, C.R.J. Estimativa da concentração superficial de contaminantes considerando diferentes coeficientes de difusão turbulentos. In: MARIANO, G.L (org.). **Meteorologia em Tópicos - Volume I: Poluição**

Atmosférica. 1 ed. Pelotas, RS. Clube dos Autores, 2014, v.1, p. 96-158.

OLESEN, H.R., LARSEN, S.E.; HOJSTRUP, J. Modeling velocity spectra in the lower part of the planetary boundary layer, **Boundary-Layer Meteorology**, v.29, p. 285-312. 1984.

OLIVEIRA, A. P.; FITZJARRALD, D. R. The Amazon River breeze and the local boundary layer: II. Linear analysis and modeling. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 67, p. 75-96. 1994.

PANOFSKY, H. A.; TENNEKES, H.; LENSCHOW, D. H.; WYNGAARD, J. C. The characteristics of turbulent velocity components in the surface layer under convective conditions. **Boundary-Layer Meteorology**., v. 11, p. 355-361. 1977.

PINO, D.; VILA-GUERAU DE ARELLANO, J.; DUYNKERKE, P. G. Role of the shear in a convective boundary layer. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 60, p. 1913-1926. 2006.

PORTÉ-ANGEL, F.; PARLANGE, M. B.; MENEVEAU, C.; EICHINGER, W. E.; PAHLOW, M. Subgrid-scale dissipation in the atmospheric surface layer: effects of stability and filter dimension. **Journal of Hidrometeorology**, v. 1, p. 75-87. 2000.

PRABHA, T. V.; MURSCH-RADLGRUBER, E. Modeling of diffusion in a wide alpine valley. **Theoretical and Applied Climatology**, v. 64, p. 93-103. 1999.

SCHMIDT, H.; SCHUMANN, U. Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulation. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 200, p. 511-562. 1989.

SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with the primitive equations. **Monthly Weather Review**, v. 91, p. 99-164. 1963.

SMAGORINSKY, J.; MANABE, S.; HOLLOWAY, J. L. Numerical results from a nine level general circulation model of the atmosphere. **Monthly Weather Review**, v. 93, p. 727-768. 1965.

SORBJAN, Z. Decay of convective turbulence revisited. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 82, p. 501–515. 1997.

SORBJAN, Z.; ULIASZ, M. Large-eddy simulation of air pollution dispersion in the nocturnal cloud-topped atmospheric boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 91, p. 145-157. 1999.

SORBJAN, Z. A numerical study of daily transitions in the convective boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 123, p. 365-383. 2007.

STANIŠIĆ, M. M. **The Mathematical Theory of Turbulence**. Springer Verlag, 1988. 501 pp.

STULL, R.B. **An introduction to boundary layer meteorology**. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1988. 666p.

SULLIVAN, P. P.; MC WILLIAMS, J. C.; MOENG, C.-H. A subgrid model for large-eddy simulation of planetary boundary layer flows. **Boundary-Layer Meteorology**., v. 71, p. 247-276. 1994.

TACONET, O.; WEILL, A. Convective plumes in the atmospheric boundary layer as observed with an acoustic doppler sodar. **Boundary-Layer Meteorology**., v. 25, p. 143-158. 1983.

TENNEKES, H. A model for the dynamics of the inversion above a convective boundary layer. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 30, p. 558-581. 1973.

TONG, C.; WYNGAARD, J. C.; KHANNA, S.; BRASSEUR, J. G. Resolvable- and subgrid-scale measurement in the

atmospheric surface layer: technique and issues. **Journal of Atmospheric Sciences**., v. 55, p. 3114-3126. 1998.

TONG, C.; WYNGAARD, J. C.; BRASSEUR, J. G. Experimental study of the subgrid-scale stresses in the atmospheric surface layer. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 56, p. 2277-2292. 1999.

TRIANTAFYLLOU, A. G.; HELMIS, C. G.; ASIMAKOPOULOS, D. N.; SOILEMES, A. T. Boundary layer evolution over a large and broad mountain. **Theoretical Applied Climatology**, v. 52, p. 19-25. 1995.

WARNER, J.; TELFORD, J. W. Some patterns of convection in the lower atmosphere. **Journal of Atmospheric Sciences**, 4, p. 313-318. 1963.

WHITEMAN, C. D. Temperature inversion buildup in Colorado's Eagle Valley. **Meteorological Atmospheric Physics**, v. 35, p. 220-226. 1985.

WYNGAARD, J. C. Experiment, numerical modeling, numerical simulation, and their roles in the study of convection, In: PLATE, E. J. (Ed). **Buoyant Convection in Geophysical Flows**, Kluwer Academic Publishers. 1998. p. 239-251.

WYNGAARD, J. C. Changing the face of small-scale meteorology, In: FEDOROVICH, E.; ROTUNNO, R.; STEVENS, B.

(Ed). **Atmospheric Turbulence and Mesoescale Meteorology**. Cambridge University Press. p. 17-34. 2004.

YAGLOM, A. M. Comments on wind and temperature flux-profile relationships. **Boundary-Layer Meteorology**., v. 11, p. 89-102. 1977.

ZILITINKEVICH, S. S.; GRACHEV, A. A.; HUNT, J. C. R. Surface frictional processes and non-local heat/mass transfer in the shear-free convective boundary layer. In: PLATE, E. J. (Ed). **Buoyant Convection in Geophysical Flows**, Kluwer Academic Publishers. 1998. p. 83-113.

ZILITINKEVICH, S. S.; HUNT, J. C. R; ESAU, I. N.; GRACHEV, A. A.; LALAS, D. P.; AKYLAS, E.; TOMBROU, M.; FAIRALL, C. W.; FERNANDO, H. J. S.; BAKLANOV, A. A.; JOFFRE, S. M. The influence of large convective eddies on the surface-layer turbulence. **Quarterly Journal of Royal Meteorological Society**, v. 132, p. 1423-1456. 2006.

CAPÍTULO 5

POLUIÇÃO URBANA POR LIXÕES - PRODUÇÃO E EMISSÃO DE GASES E PROBLEMAS AMBIENTAIS

Glauber Lopes Mariano
Marcos Antônio Lima Moura
Ericka Voss Chagas Mariano

5.1 Introdução

Nos aterros sanitários do tipo comum (conhecidos como lixões), o lixo é depositado sem qualquer cuidado especial. Conforme o Instituto Brasileiro de Geografia e Estatística - IBGE (2008), dos 5.564 municípios brasileiros, a grande maioria (cerca de 73%) ainda tem como destino final do lixo os lixões, sendo o restante destinado à aterros sanitários. Quando o lixo é disposto inadequadamente, vários problemas são causados, como a poluição do solo, do ar e da água além do aumento na incidência de doenças provocadas pela presença de vetores como insetos e roedores. Os problemas principais de um lixão localizado em área urbana são o odor característico de material decomposto na época chuvosa, provocado por uma maior atividade bacteriológica emitindo principalmente gás sulfídrico, metano, dióxidos de carbono, sulfetos de hidrogênio e amônia, além da fumaça ocasionada por combustões espontâneas no período seco, o

que ocorre devido ao acúmulo de gás metano ou provocada pelos catadores de lixo que circulam pelo local. La Rovere et al. (2004) indicaram, em um estudo considerando a venda de biogás do lixo para geração de energia elétrica, que é possível evitar o envio de cerca de 2,3 milhões de toneladas de CO_2 para a atmosfera a cada ano. Essa quantidade, sendo utilizada como Reduções Certificadas de Emissões (RCEs) – receita com a venda de créditos de carbono - resultaria em uma quantia de cerca de 11,4 milhões de dólares/ano empregando a tecnologia normalmente utilizada ou mesmo um número 05 vezes superior a este aplicando iniciativas tecnicamente viáveis a curto e médio prazos, o que também deve ser considerado em estudos de aterros sanitários.

Devido a grande predominância em relação ao destino final do lixo doméstico brasileiro, faz-se importante o maior conhecimento deste modo de descarte de lixo e seus impactos ambientais para a população no seu entorno bem como para a atmosfera.

5.2 Lixo urbano

O lixo urbano é todo e qualquer resíduo que resulte da atividade diária do homem em sociedade. Os fatores principais que regem sua origem e produção são, basicamente, o aumento populacional e a intensidade da industrialização (LIMA, 1995). De acordo com a Comissão Mundial sobre Meio Ambiente e Desenvolvimento (1991), nos últimos 30 anos a população nos grandes centros urbanos

triplicou ou quadruplicou; desse modo, a quantidade de lixo produzida nesses grandes centros tornou-se um dos grandes problemas dos administradores urbanos em relação ao seu gerenciamento.

Caracterizar os resíduos sólidos urbanos de um município, ou determinar a composição física dos resíduos produzidos por uma população é tarefa árdua, mas de primordial importância para qualquer projeto na área de resíduos sólidos (GOMES, 1989).

Jardim et al. (1995) citam que as características dos resíduos sólidos urbanos são influenciadas por vários fatores como: número de habitantes; poder aquisitivo; nível educacional; hábitos e costumes da população; condições climáticas. As mudanças na política econômica de um país também são causas que influenciam na composição dos resíduos sólidos de uma comunidade.

A quantidade e a composição do lixo são inerentes aos locais onde são produzidos, mas de acordo com estimativa do Manual de Saneamento e Proteção Ambiental para os Municípios (BARROS et al., 1995), no Brasil cada pessoa produz, em média, de 400 a 700 g (esse valor varia para até 1200 g, dependendo da região do país) de resíduos por dia, e mais da metade desse valor corresponde a resíduos orgânicos. O percentual de resíduo orgânico produzido pelo Brasil é mostrado na figura 1. Um estudo realizado por Hinrichs (1991) concluiu que nos Estados Unidos o total gerado de resíduos sólidos é de 1,8 Kg/pessoa por dia.

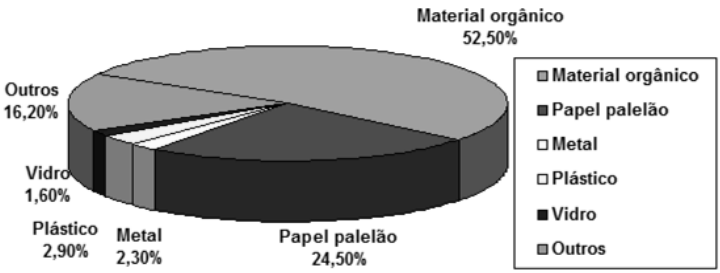


Figura 1. Distribuição média da composição do lixo no Brasil. **Fonte:** IPT (2000)

Jucá (2002), em seu artigo, apresenta um excelente histórico e análise da destinação final dos resíduos sólidos brasileiros. O autor apresenta o tipo de destinação final por região conforme a figura 2, além de comparar e sintetizar diversos dados de pesquisas realizadas até o momento da publicação do estudo. No Brasil, de acordo com a Pesquisa Nacional de Saneamento Básico (PNSB, 2000), se coleta cerca de 228.413 toneladas de resíduos sólidos diariamente, sendo 125.258 toneladas referentes aos resíduos domiciliares.

Uma comparação, feita entre diversos países do mundo por Rodrigues e Cavinato (1998), indica que o lixo domiciliar brasileiro possui uma das taxas mais elevadas de detritos orgânicos em sua composição, sendo caracterizado, portanto como um lixo de baixo poder calorífico e de grande volume de produção de chorume (líquido escuro produzido pela decomposição anaeróbica).

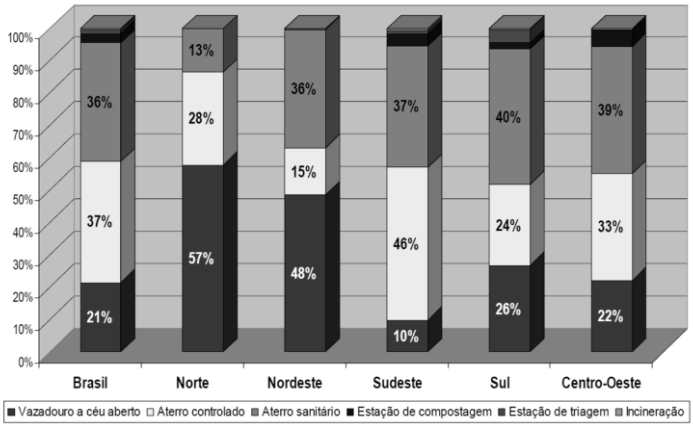


Figura 2. Tipo de destinação final por região.
Fonte: Jucá (2002)

Gomes (1989) verificou que os resultados obtidos na caracterização dos resíduos sólidos urbanos de um município podem ser comparados com os de outro local, ou até mesmo servirem como base para comunidades onde ainda não se tenha realizado esta caracterização, sendo que a utilização da composição física dos resíduos de outra cidade só é válida quando as populações, e os próprios municípios, possuírem características muito semelhantes.

De acordo com Guimarães (2000) os resíduos sólidos podem ter vários destinos finais, entre eles aterros sanitários, incineração, compostagem e reciclagem. O aterro sanitário é um destino final para o lixo urbano que, devido à biodegradação dos resíduos sólidos urbanos por diversos processos físicos, químicos e biológicos, produzem gases e

chorume. O processo de biodegradação dos resíduos orgânicos envolve diferentes processos ao longo do tempo; estes processos podem ser divididos nas fases: aeróbia, anaeróbia não metanogênica e metanogênica - cada uma dessas fases possui características específicas e tempo de duração variado. Devido a estes processos gera-se metano e gás carbônico para a atmosfera, com grande potencial para aquecimento global. Diversos autores afirmam que as emissões de metano pelos aterros sanitários são responsáveis por até 20% das emissões de desse gás geradas por atividades antrópicas (USEPA, 1998; 2005; IPCC, 2006; TEIXEIRA et al., 2009). Conforme Silva et al. (2013) uma parte desse gás atravessa o sistema de cobertura e escapa para a atmosfera mesmo quando os aterros sanitários apresentam um sistema de captação de biogás, devido ao fato destes não serem eficientes para captação do gás (entre 40-60%). Essa afirmativa também é realizada por diversos autores (SPOKAS, et al., 2006; BABILOTTE, et al., 2010; MACIEL E JUCÁ, 2011). Silva et al. (2013) também citam que diversos estudos realizados mostram que as taxas de emissões de metano em aterro sanitário variam de 0,004 a 14.794 $g.m^{-2}$ por dia (MARIANO, 2008; MARIANO & JUCÁ, 2010; MACIEL & JUCÁ, 2011). Silva et al. (2013) após realizar diversos testes em dois aterros sanitários diferentes perceberam que existem emissões fugitivas de metano para a atmosfera e que essas emissões variam com diversos fatores relativos aos aterros sanitários e a composição do lixo urbano.

5.3 Poluição ocasionada por lixões

Na maioria dos municípios brasileiros são muito utilizados, como forma de destinação final do lixo, os chamados lixões (GUIMARÃES, 2000). De acordo com a NBR 10.703 da ABNT (1989), “o lixão é uma forma inadequada de disposição final de resíduos sólidos, que se caracteriza pela simples descarga sobre o solo, sem medidas de proteção ao meio ambiente ou à saúde pública".

Quando o lixo é disposto inadequadamente, vários problemas são causados, como a poluição do solo, do ar e da água; aumento na incidência de doenças provocadas pela presença de vetores como insetos e roedores; há risco de fogo, de deslizamentos e de explosões locais, além do prejuízo estético ocasionado na área. A parcela da população mais afetada é a mais carente, que não podendo morar em lugares mais nobres, muitas vezes convive próximo ao local dos despejos e por falta de oportunidades passam à condição de catadores, expondo-se diretamente aos problemas apontados (GUIMARÃES, 2000).

Barros et al. (1995) citam algumas desvantagens do aterro sanitário: geração de percolados líquidos que necessitam de tratamento e disposição adequados, necessidade de drenagem de gases, impossibilidade de aproveitamento em curto prazo do material aterrado, desvalorização das áreas adjacentes e danos às vias de tráfego pela intensa circulação de veículos pesados.

De acordo com Guimarães (2000), o resíduo urbano é muito rico em matéria orgânica, que em contato com o ar começa a sofrer o processo de oxidação, iniciando a degradação progressiva do material. A decomposição dos resíduos resulta na produção de gases como metano (CH_4), dióxido de carbono (CO_2), nitrogênio (N_2), entre outros, juntamente com o resíduo mineralizado, além de um líquido (chorume) que em regiões com alto índice pluviométrico tem sua quantidade muito aumentada pela infiltração da chuva. A NBR 8419 da ABNT (1992) define esse percolado como um "líquido produzido pela decomposição de substâncias contidas nos resíduos sólidos, que tem como características a cor escura, o mau cheiro e a elevada DBO (Demanda Bioquímica de Oxigênio); constitui-se numa mistura de substâncias inorgânicas, compostos em solução e diversas espécies de microorganismos". Rodrigues e Cavinato (1998) apresentam como exemplo da produção de chorume um aterro na cidade de São Paulo, com mais de quinze anos, que acumula todos os dias aproximadamente 500 mil litros de chorume.

A DBO é o padrão para avaliar o grau de poluição de líquidos com matéria orgânica. É definida como "quantidade de oxigênio utilizado na oxidação bioquímica da matéria orgânica, num determinado período de tempo" por Carvalho (1981) citado em FEEMA (1992). A descarga do chorume nas águas provoca depressão do nível de oxigênio, elevando a DBO (LIMA, 1995). O chorume possui uma DBO na ordem de 3.000 a 19.000 mg/l (SA et al., 1993). Pesquisas realizadas

por Ducan (1972) revelam que a carga orgânica de líquidos provenientes de sistemas de aterros de lixo indica uma DBO média de 10.000mg/l. Considerando a DBO de lodo de esgoto sem tratamento (300mg/l), observa-se que a DBO do chorume é bastante elevada (LIMA, 1995). Branco (1972) considera uma DBO de 8mg/l para o efluente como o valor máximo para não afetar a comunidade aquática.

Hamada (1997) afirma que o chorume pode ser definido como a fase líquida da massa de lixo aterrada, que percola através desta removendo materiais dissolvidos ou suspensos. Na maioria dos aterros sanitários, o chorume é composto basicamente pelo líquido que entra na massa aterrada de lixo, advindo de fontes externas, tais como sistemas de drenagem superficial, chuva, lençol freático, nascentes e aqueles resultantes da decomposição do lixo. O autor acima citado calculou a geração de gás para 02 categorias de materiais depositados em aterros, a primeira com materiais rapidamente degradáveis (papel, alimentos, papelão, etc.) e a segunda com materiais lentamente degradáveis (plástico, vidro, metais, etc.). As figuras 3a e 3b mostram a variação no pico de produção de gás conforme o tipo de material. Feitosa e Filho (1997) citam Robertson et al. (1974) que identificaram mais de 40 compostos orgânicos em águas subterrâneas contaminadas por chorumes oriundos de plásticos e outros materiais sólidos industriais, em um aqüífero arenoso nos Estados Unidos.

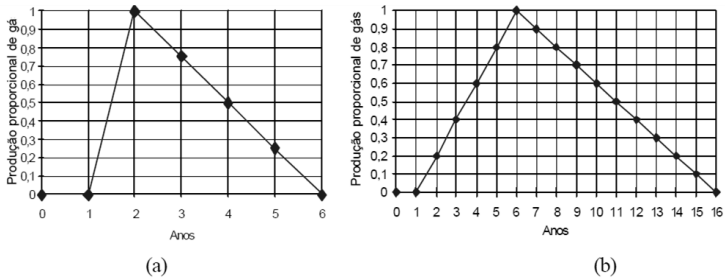


Figura 3. Distribuição proporcional da geração de gás para componentes rapidamente (a) e lentamente degradáveis (b). **Fonte:** Hamada (1997)

Segundo Luz (1981), o chorume provém de três fontes principais:

1) umidade natural do lixo, o que se agrava sensivelmente nos períodos de chuva;

2) Água de constituição dos vários materiais, que sobra durante a decomposição;

3) Líquido proveniente da dissolução de matéria orgânica pelas enzimas expelidas pelas bactérias.

5.3.1. Poluição do ar

A decomposição da matéria orgânica contida nos resíduos sólidos depositados em aterros sanitários, sejam eles controlados ou não, se inicia primeiramente por via aeróbia e, posteriormente, quando todo o oxigênio tenha sido consumido, por via anaeróbia. Este processo conduz à formação de um biogás conhecido por gás do lixo (GDL). A

diferença entre o que ocorre em uma fermentação aeróbia - onde as bactérias que participam do processo dispõem de oxigênio suficiente e liberam dióxido de carbono - e o processo anaeróbio é que este se divide em duas fases: na primeira as bactérias transformam os resíduos orgânicos em álcool, aldeídos e ácidos para que na segunda fase esses compostos sejam transformados em dióxido de carbono e metano (VILLARRUBIA E VILLARRUBIA, 2001).

De acordo com Rodrigues e Cavinato (1998) os produtos resultantes da decomposição aeróbica são o gás carbônico, o vapor d'água e os sais minerais, porém na decomposição anaeróbica, que ocorre quando o lixo está muito amassado ou enterrado, há a geração, entre outros produtos, de alguns gases como o metano e o gás sulfídrico. É estimado que lixo sólido seja 75% orgânico, podendo gerar até aproximadamente 0,40 metros cúbicos de gás por quilo de peso (HICKMAN, 1999). Os maiores componentes dos gases do lixo são mostrados na tabela 1.

Tabela 1. Típica composição de gás de lixão
Fonte: Soltani-Ahmadi, 2000.

Componente	Volume
Metano (CH_4)	45% a 58%
Dióxido de carbono (CO_2)	32% a 45%
Compostos orgânicos não-metano	0% a 0.25%
Sulfeto de hidrogênio (H_2S)	(10 – 200 ppm)

Compostos orgânicos voláteis (COVs)	0% a 0.1%
Monóxido de carbono (CO)	0% a 0.2%
Hidrogênio (H_2)	Traços até 1%
Nitrogênio (N_2)	0% a 3%

Entre todos os gases emitidos, o metano é o componente mais problemático devido ao fato de sua concentração, nas áreas de disposição de resíduos sólidos, ser em torno de $3x10^5$ vezes maior que a encontrada na atmosfera, exigindo técnicas apropriadas de controle (UNICEF, 2002). Trata-se de um hidrocarboneto pouco tóxico, mas que serve de base para a formação de poluentes secundários, por reações atmosféricas (BRANCO E MURGEL, 1995). As emissões de metano por aterros sanitários são estimadas entre 0,0002 até 4000g m^{-2} d^{-1}, dependendo do tamanho do aterro, da fase em que se encontra o lixo e o tipo de lixo presente (BOGNER et al., 1997).

Lixões são reconhecidos como uma importante fonte de metano para a atmosfera. Amstel (1998) estimou que a produção de metano por lixões é de cerca de 30 Ton/ano, sendo uma das principais fontes de metano nas regiões tropicais.

A emissão do metano na camada mais alta do lixo depende da temperatura e da umidade do solo que por sua vez é relativamente maior no período do verão. Como resultado disso, as emissões de metano mostram uma

variação sazonal com diminuição da quantidade emitido, comparando-se o verão com o inverno (BOECKX et al., 1996).

Os solos são considerados um dissipador significativo para o metano atmosférico (HOUGHTON et al., 1992). A cobertura do solo nos aterros é importante para atenuar o fluxo do metano para a atmosfera e a transformação do metano para dióxido de carbono por meio da oxidação do metano (WHALEN et al., 1990).

Outro fator que influencia nas emissões do metano de aterros é a pressão barométrica. Ela é usada como variável em modelos de fluxo de gases (LU E KUNZ, 1981; YOUNG, 1990). Um declínio na pressão de ar sugará para fora o gás do lixo, enquanto o aumento da mesma fará o oposto (BÖRJESSON E SVENSSON, 1997).

Conforme Villarrubia e Villarrubia (2001), o processo de formação do gás do lixo compreende as seguintes fases:

Fase I – se inicia imediatamente após a deposição do lixo. Ocorre uma fermentação aeróbica com fabricação de CO_2. Esta fase tem uma duração de aproximadamente 15 dias e os componentes majoritários do gás formado são o nitrogênio e o dióxido de carbono.

Fase II – consumido o oxigênio, se inicia a decomposição anaeróbica aumentando a concentração de CO_2 e de H_2, diminuindo a de N_2 presente. Esta fase dura aproximadamente dois meses.

Fase III – quando a decomposição anaeróbica é finalizada, começa a aumentar a concentração de metano (CH_4), enquanto diminuem as de CO_2 e H_2, durante aproximadamente dois anos.

Hodgson et al. (1992) perceberam que os aterros municipais produzem gases com uma variedade de solventes clorinados e benzeno, muitos daqueles conhecidos como agentes cancerígenos ou elementos suspeitos de o serem. Além disto, os pesquisadores detectaram estes gases em concentrações que são potencialmente significativas para a saúde da comunidade exposta a estas emissões.

A tabela 2 mostra uma comparação de concentrações de gases provenientes de várias fontes. Peer et al. (2003) comentam em seu trabalho que os gases emitidos pelos lixões possuem alta variabilidade espacial e as emissões frequentemente possuem alguns canais preferenciais de escape. Além disso, emissões oriundas de dois locais, distantes poucos metros entre si, podem diferir em até três ordens de magnitude. A migração de gases em sentido horizontal é comum e o chorume dos lixões é conhecido por ter maior emissão relativa quando comparado com a emissão da superfície. No que diz respeito à variação no tempo, os autores complementam afirmando que as emissões são resultantes de diferença da pressão interna e do ambiente, e que o aumento da pressão ambiente reduz as emissões temporariamente. Quando a produção de gás nos lixões é

baixa, o aumento da pressão ambiente pode causar o fluxo interno de ar dentro dos montes de lixo.

Tabela 2. Diferença de concentração em uma área de 24m^2, a favor e contra o vento, medidos a 0,5m de diferentes cenários **Fonte:** Denmead et al. (1998)

Gás	Fonte	Produção (mg s^{-1})	Referência	Diferença de concentração (ppmv)
CO_2	Lixão	1200	Denmead et al. (1998)	13
CO_2	Plantação de Trigo	500	Denmead e Raupach (1993)	5
CH_4	Lixão	600	Denmead et al. (1998)	15
CH_4	Plantação de Arroz	2	Yagi e Minami (1993)	0,1
CH_4	4 bois	8	Johnson et al. (1994)	0,4
CH_4	60 ovelhas	10	Lockyer e jarvis (1995)	0.5
N_2O	Lixão	10	F. Turatti, priv. Comm. In Denmead et al. (1998)	0,1
N_2O	Pasto fertilizado	0,05	Galle et al. (1994)	0,0005
N_2O	60 Ovelhas	0,12	NGGIC (1996)	0,001

Cardellinia et al. (2003) calcularam que os lixões liberam quase a mesma quantidade de gás para a atmosfera, se comparado às áreas ativas e inativas do mesmo.

Villarrubia e Villarrubia (2001) consideram que a produção global de biogás esteja entre 200 e 300 Nm^3 por tonelada de resíduo durante todo o processo de decomposição e emissão de gases (aproximadamente 30 anos), sendo que 125 a 200 Nm^3 são produzidos nos

primeiros 10 anos e, teoricamente, a quantidade de biogás obtida a partir de uma tonelada de resíduos sólidos é de aproximadamente 400 Nm^3.

A figura 4 mostra o comportamento da produção de biogás conforme o tempo, em termos dos constituintes do biogás. O tempo de vida de um aterro é geralmente entre 15 e 20 anos. Conforme a figura indica, o O_2 e o N_2 começam a decair a partir da deposição do lixo no aterro, enquanto que o CO_2 e o CH_4 só começam a ser emitidos significativamente para a atmosfera após 01 ou 02 anos de deposição (Lima, 1985).

Chen et al. (2003) analisaram a emissão de gases do maior lixão do mundo, encontrado em Staten Island – Nova Iorque e publicaram a variação do fluxo de gás do lixo em diferentes profundidades (Figura 5). A referida figura refere-se à *emissão* de gás do lixão, não a *geração* deles, pois outros fatores podem existir na consumação do biogás produzido pelo lixão, entre eles a captura por microorganismos.

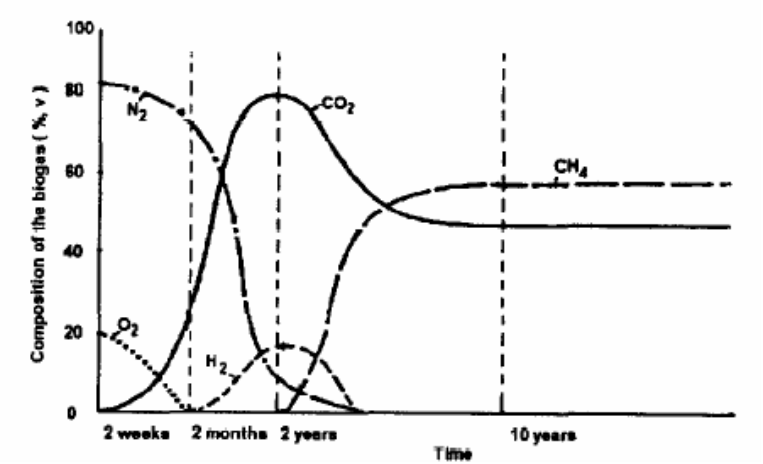


Figura 4. Produção dos constituintes do biogás de lixo conforme o tempo
Fonte: Lima (1985)

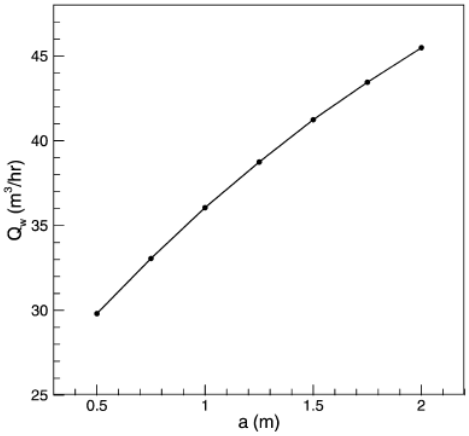


Figura 5 . Variação do fluxo de gás (Q_w) em diferentes níveis de profundidade (a(m) – altura em metros).

Fonte: Chen et al. (2003)

5.3.2. Problemas ambientais provocados pelos gases provenientes do lixo

Existem muitos problemas ambientais referentes à disposição do lixo. Eles podem ser definidos como: poluição das águas por chorume, problemas com o odor do lixo, risco de explosões e combustões, risco de sufocamento, dano a vegetação e emissões de gases de efeito estufa. Todos os problemas mencionados são locais, exceto as emissões de gases de efeito estufa (DEPARTAMENTO DE MEIO AMBIENTE – REINO UNIDO, 1991).

Thornelone (1991) apud Salgado (1993) identifica o metano, proveniente das áreas de disposição de resíduos sólidos, como o segundo elemento causador de efeito-estufa na atmosfera, o qual ainda possui um odor desagradável e tem um baixo potencial energético.

Sulfetos, também emitidos pelos lixões, podem causar odores desagradáveis mesmo em baixas concentrações. Porém, estas concentrações estão muito abaixo do nível necessário para produzir toxicidade, significando que os odores produzidos pelo lixo representam mais um incômodo público do que um problema de saúde. Porém, um simples odor desagradável causa, em algumas pessoas, náuseas e dores de cabeça entre outras enfermidades (SHUSTERMAN, 1992).

O ar encontra-se contaminado pelo mau cheiro provocado pela emanação dos gases provenientes da

biodegradação da matéria orgânica, além da fumaça resultante da combustão provocada ou espontânea. Em ambos os casos, a combustão de um material tão heterogêneo produz densa e irritante fumaça, muito desagradável para a vizinhança, e que normalmente contém moléculas orgânicas tóxicas como a dioxina, um agente cancerígeno (LEITE, 1973).

Na tabela 3, Villarrubia e Villarrubia (2001) citam os principais impactos ambientais produzidos pelos gases presentes no lixo.

Lima (1995) afirma que o lixo contém substâncias de alto teor energético e oferece disponibilidade simultânea de água, alimento e abrigo, sendo, portanto, o preferido por inúmeros organismos vivos, a ponto de algumas espécies o utilizarem como nicho ecológico. Ele cita ainda que se podem classificar em dois grandes grupos os seres que habitam o lixo: os macrovetores, como por exemplo, ratos, baratas, moscas, e os microvetores - vermes, bactérias, fungos e vírus, sendo estes últimos os de maior importância epidemiológica por serem patogênicos e, portanto, nocivos ao homem. Estes vetores, quando em contato com o homem, são responsáveis pelo surgimento de doenças respiratórias, epidérmicas, intestinais e outras enfermidades lesivas e até letais, como a cólera, o tifo, a leptospirose, entre outras.

Tabela 3. Principais impactos ambientais produzidos pelos gases do lixo
Fonte: Villarrubia e Villarrubia (2001)

Sistema	**Impacto**	**Agentes principais**
Atmosfera	Efeito estufa	CH_4, CO_2
	Destruição da camada de ozônio estratosférico	CFCs e CH_4
	Formação de ozônio troposférico e *smog* (mistura de fumaça e neblina)	CH_4
Águas	Aumento da acidez	CO_2 e outros
	Contaminação química e bacteriológica	
Flora	Morte por asfixia e por toxicidade absorvida pelas raízes	CH_4, CO_2, H_2S, NH_3
Saúde	Gases odoríferos e tóxicos	H_2S, NH_3

Rodrigues e Cavinato (1998) afirmam que o homem pode ser contaminado com germes patogênicos (germes que podem provocar doenças) caso vivam em contato direto e frequente com o lixo, por sua permanente exposição aos

mesmos, aumentando suas chances de contrair doenças. Mesmo vivendo distante dos resíduos também pode haver contaminação, pois o solo e principalmente a água servem como veículo de disseminação dos micróbios. Alguns exemplos deste transporte: se o lixo permanecer descoberto, a chuva poderá levar os mesmos para córregos e rios ou o chorume formado nos montes de resíduos arrasta os germes para o subsolo, contaminando as águas de poços domésticos, através do lençol subterrâneo.

Embora, mundialmente, a situação também seja precária, é nos países mais pobres que ela torna-se dramática, principalmente pela existência de famílias inteiras, incluindo crianças, vivendo e sobrevivendo do lixo. As consequências para a saúde manifestam-se de forma especialmente grave no caso da população urbana pobre (UNICEF, 2002). Segundo a Organização das Nações Unidas (1995), não menos de 5,2 milhões de pessoas, entre elas quatro milhões de crianças menores de cinco anos, morrem a cada ano devido a enfermidades relacionadas com o lixo.

5.3.3. Dispersão dos poluentes

Assunção (1998) afirma que os poluentes lançados na atmosfera sofrem o efeito de processos complexos, sujeitos a vários fatores que determinam a concentração do poluente no tempo e no espaço. Assim, a mesma emissão, sob as mesmas condições de lançamento no ar, podem produzir

concentrações diferentes num mesmo local, dependendo das condições meteorológicas presentes.

A pressão e composição dos gases variam durante a vida ativa de um aterro sanitário. A geração do dióxido de carbono e do metano conduz para o aumento da pressão. Estas mudanças criam os gradientes de pressão que conduzem para a advecção e, consequentemente, difusão dos gases. A geração do calor influencia também a migração dos gases por causa do seu efeito nas propriedades termodinâmicas dos líquidos. Depois de percorrer o trajeto de menos resistência, o gás migrará verticalmente à atmosfera ou lateralmente além dos limites do aterro (NASTEV et al., 2001).

Estudos desenvolvidos pela CETESB (1998), relacionados a programas de monitoramento da qualidade do ar, abordaram parâmetros meteorológicos como sistemas frontais, índice pluviométrico, inversões térmicas, calmarias e velocidade do vento, como causa de dispersão de poluentes.

Almeida (1999) lista os principais parâmetros meteorológicos que influenciam na dispersão dos poluentes atmosféricos em escala local:

- Vento – A dispersão dos poluentes ocorre preferencialmente na direção dos ventos. O vento tem um efeito de diluição sobre as concentrações de poluentes, proporcional a sua velocidade horizontal. Mesmo assim, quando a velocidade do vento aumenta, o volume de ar em movimento lançado por uma fonte em um determinado

período de tempo também aumenta. Se a taxa de emissão é relativamente constante, ao dobrar-se a velocidade do vento, diminuir-se-á pela metade a concentração dos poluentes, pois a taxa de concentração é inversamente proporcional à velocidade do vento.

- Turbulência – A turbulência da atmosfera exerce um papel importante no transporte e difusão e consequente dispersão da poluição atmosférica. De modo geral, a turbulência da atmosfera é determinada pela velocidade dos ventos e pelo perfil vertical de temperatura. A movimentação na direção vertical pode ser atribuída à turbulência térmica resultante de parcelas de ar aquecido que ascendem da superfície terrestre, sendo substituídas pelo ar frio em sentido descendente. A movimentação dos poluentes na direção horizontal é determinada pela turbulência mecânica provocada pelo vento na sua instabilidade direcional e de velocidade, associada às características topográficas da região.

- Inversão térmica – Os movimentos verticais do ar dependem, fundamentalmente, do perfil vertical de temperatura do ar, ou seja, da variação da temperatura do ar com altitude. A inversão térmica atua como uma barreira, limitando assim a dispersão dos poluentes.

- Estabilidade atmosférica – A estabilidade atmosférica ocorre na ausência de radiação solar, ausência de nuvens e ventos leves. Céu nublado e ventos fortes caracterizam a condição neutra da atmosfera. Quanto mais estável a atmosfera, menor será a diluição e o transporte dos poluentes contribuindo para a poluição do ar.

- Índices pluviométricos – As chuvas influenciam na qualidade do ar de maneira acentuada, sendo um importante agente de autodepuração da atmosfera, principalmente em relação às partículas presentes na atmosfera e aos gases solúveis ou reativos com a água.

Almeida (1999) conclui ressaltando que a topografia da região, apesar de não se tratar de um parâmetro meteorológico, exerce um papel importante no comportamento dos poluentes na atmosfera. Fundos de vale são locais propícios para o aprisionamento dos poluentes, principalmente quando ocorrem inversões térmicas, as quais impedem a subida dos poluentes, transformando esses locais em verdadeiras câmaras de concentração e de reação.

5.4 Características de algumas variáveis meteorológicas na influência dos gases de lixões

De Walle et al. (1978) afirmaram que quando o lixo é descarregado em um lixão, está sujeito a processos de

degradação aeróbica até o oxigênio ser totalmente consumido. A temperatura do lixo, por essa razão, decresce repentinamente, porém, para um valor estático que corresponde ao consumo total de oxigênio. As camadas de lixo que foram compactadas e novamente cobertas por lixo ou terra fazem com que seja impossível a penetração do oxigênio. Uma subsequente fase anaeróbica se inicia e determina um aumento da temperatura do lixo.

Manna et al. (1999) afirmam que a densidade do lixo em lixões varia de acordo com a profundidade do solo. O lixo é compactado primeiramente em cerca de 600kg/m^3. O valor da densidade no fundo de uma célula (pilha de lixo) de 24m de altura após 10anos é cerca de 1000kg/m^3.

Assim que o lixo é depositado a sua temperatura aumenta pela existência de reações aeróbicas nas camadas superiores da célula de lixo, devido à presença do oxigênio. Esta fase dura cerca de duas a três semanas, até que o oxigênio gradualmente decresce quando outras camadas de lixo são depositas acima. Cerca de um ano depois sem a presença de reações, iniciam-se reações anaeróbicas que estão diretamente relacionadas com a produção do biogás. Essas reações são exotérmicas e a temperatura do lixo aumenta. A produção de biogás depende estritamente da temperatura do lixo, assim como os processos biológicos dependem da variação da temperatura (ANDREOTTOLA E COSSU, 1988).

O carbono orgânico biodegradável é uma parte da quantidade total de carbono e a relação entre a fração de

carbono orgânico e o total biodegradável está estritamente ligado com valores de temperatura. Esta relação é válida para temperaturas acima de 324,6K (51,6°C), que é a temperatura ideal para atividade das bactérias anaeróbicas. Para valores maiores que 353,15K (80,15°C) (quando as bactérias se tornam inativas) o conteúdo de carbono biodegradável coincide com o conteúdo de carbono total (MANNA et al., 1999).

A cobertura do lixo nos lixões atenua o fluxo de metano para a atmosfera e a oxidação do metano - transformação do metano para dióxido de carbono (WHALEN *et al.*, 1990). Os referidos autores também mostraram que a taxa de oxidação varia em função da temperatura e da composição do lixo, porém apenas em profundidades menores que 0,12m. Outros trabalhos (MANCINELLI E MCKAY, 1985; JONES E NEDWELL, 1993; BENDER E CONRAD, 1994) incluíram profundidades maiores que 0,35m. Nozhevnikova et al. (1993) observaram que a maior atividade de oxidação do metano ocorreu em amostras em profundidades entre 0,40m e 0,60m

Outro fator que pode influir nas emissões do metano em lixão é a pressão barométrica. Um declínio na pressão do ar irá puxar pra fora o gás do lixão, enquanto que o aumento da pressão possui efeito inverso (LU E KUNZ, 1981; YOUNG, 1990). Czepiel et al. (2003) comprovaram essa afirmação em seu estudo (Figura 6).

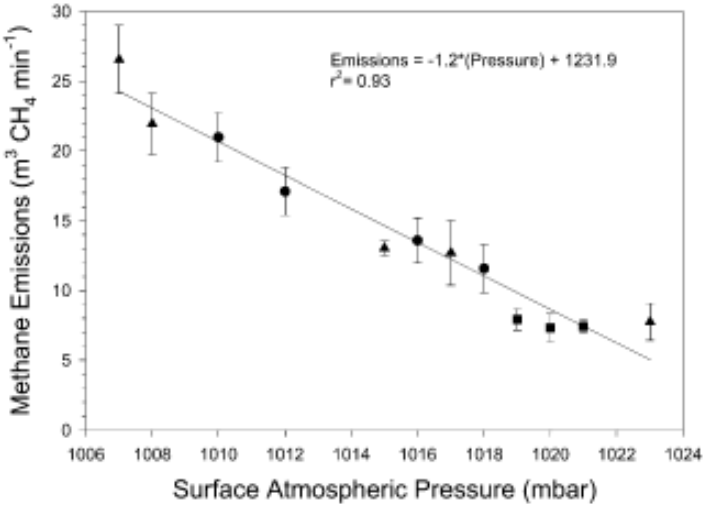


Figura 6. Emissões de metano em função da pressão atmosférica medida
Fonte: Czepiel et al. (2003)

Park e Shin (2001) estudaram os efeitos das variações entre dia e noite para a emissão de gás do lixo. Quando a temperatura do ar foi mínima durante o dia, o fluxo de gás também se encontrou no seu mínimo, enquanto que o fluxo alcançou o seu pico quando a temperatura do ar foi máxima durante o dia. Eles também observaram mudanças do fluxo de gás oriundo do lixo conforme as estações. A taxa de emissão do fluxo decresceu comparando-se verão e inverno.

5.5 Combustão espontânea

A combustão espontânea é um processo exotérmico que, para ocorrer, precisa de material para servir de combustível, uma temperatura elevada e oxigênio (GÄRDENÄS E THÖRNQVIST, 1984). A combustão espontânea em aterros sanitários pode ocorrer em pilhas recentes de lixo municipal, industrial, sobras de construções e de demolições após curtos períodos, tipicamente variando de alguns dias a diversos meses. Aproximadamente 50% dos fogos ocorrem no lixo armazenado há menos de 02 semanas (HOGLAND et al., 1996).

Alguns metais como o ferro podem servir como um catalisador para aumentar a taxa de aquecimento do lixo (HOGLAND E MARQUES, 2003). Tamaddon et al. (1995) afirmam que os tipos de ignição e a temperatura dentro das pilhas de lixo armazenada são dependentes de alguns fatores como:

- Tamanho das partículas;
- Quantidade de material orgânico presente no lixo;
- Umidade do lixo;
- Tamanho da pilha de lixo;
- Área da superfície do lixo;
- Pressão atmosférica sobre a pilha de lixo.

A sobra de material orgânico é sensível à oxidação pela biodegradação e apresenta um risco mais elevado de combustão espontânea do que o lixo que tem sido exposto aos mesmos processos durante um longo período. A presença do monóxido de carbono (CO) nos gases desenvolvidos é uma

boa indicação da iminência da combustão espontânea (TAMADDON et al., 1995).

Os materiais que aumentam o risco da combustão espontânea em depósitos de lixo são: alimentos, gorduras, carvão, plásticos, lâmpadas de sódio, e materiais resultantes da manipulação do petróleo, como pano e latas que contém solventes (THÖRNQVIST, 1987). Porém, conforme Saito et al. (2001) o lixo oriundo de cozinhas domésticas não é um bom material para que ocorra combustão espontânea em aterros, pois possui maior quantidade de água comparado a outros lixos municipais como: madeira, papel e plástico.

O calor é produzido no material orgânico quando o mesmo é armazenado em grandes quantidades, onde ocorrem diversos processos. Processos físicos, como a adsorção da água para superfícies secas, ou condensação do vapor de água na superfície fria, podem conduzir em um aquecimento (THÖRNQVIST, 1987), mas estes processos físicos são mais significativos em temperaturas baixas, como por exemplo: 20°C ou menos (Figura 7). A atividade microbiológica pode também contribuir para o aumento da temperatura entre 0°C-75°C, mas essa atividade é maior e, portanto, de maior importância entre temperaturas de 20°C a 60°C (HOGLAND E MARQUES, 2003).

Os fogos nos lixões podem ser divididos em duas categorias: profundos e de superfície, que é dependente da posição onde se encontra o fogo. Os fogos profundos são associados com a pirólise e produzem gases sem a presença de oxigênio, que contêm substâncias cancerígenas e

mutagênicas. Os gases dos fogos de superfície contêm quantidades muito mais baixas de tais substâncias (BERGSTRÖM E BJÖRNER, 1992).

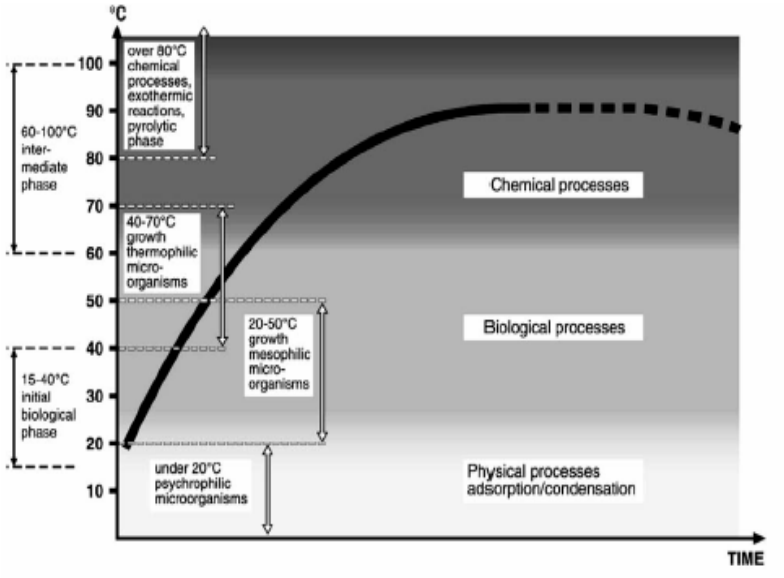


Figura 7. Contribuições de processos físicos, biológicos e químicos para o perfil de temperatura no lixo armazenado
Fonte: Hogland e Marques (2003)

O processo de aquecimento do lixo pode ser dividido em três estágios: físico, biológico e químico. O estágio físico depende principalmente das energias de adsorção e condensação (ALBANO E FREDRIKSSON, 1992). Quando a pressão do vapor no material quente excede aquela do ar circunvizinho, o vapor difunde para fora, liberando grandes quantidades de calor latente (KUBLER, 1984).A migração do

vapor dentro do material poroso conduz ao esgotamento do calor próximo do núcleo da pilha de lixo e a acumulação de umidade próxima às superfícies relativamente mais frias (WHITE et al., 1983). Alguma perda de calor da convecção é resultante da ventilação em volta da pilha de lixo. Em pilhas não-comprimidas, o calor é removido por convecção pela ação do vento, mas um aumento na temperatura pode ocorrer enquanto a ventilação é reduzida pela compactação do material devido ao seu próprio peso (HOGLAND et al., 1996).

A temperatura ideal para o crescimento dos microorganismos no estágio biológico está entre 10-40°C (LACEY, 1980). O autor afirma ainda que os fungos não toleraram temperaturas acima de 60°C, enquanto certas bactérias podem sobreviver em temperaturas até 75°C. A atividade dos fungos e das bactérias depende de diversos fatores, incluindo a relação carbono/nitrogênio (C/N), concentração de oxigênio e índice de umidade.

A água contida nas cavidades da pilha de lixo é utilizada pelos micróbios, mas os organismos têm também a habilidade de utilizar alguma umidade contida no próprio lixo (sobretudo orgânico). Os fungos necessitam de uma umidade relativa acima de 75%, enquanto as bactérias necessitam acima de 90% para alcançar alta atividade (WALKER, 1967). De acordo com Hussain (1973), a razão pela qual a temperatura aumenta de 60°C a 90°C em uma pilha de lixo armazenado ocorre devido ao efeito da atividade microbiológica e química, enquanto que os aumentos acima de 90°C dependem exclusivamente dos processos químicos.

Hogland et al. (1996) afirmam que a atividade dos processos que geram calor dentro da pilha de lixo, é geralmente maior pela presença da ventilação. A temperatura pode aumentar ao ponto onde ocorre combustão espontânea. Panos usados em pintura a óleo, placas de fibra, sobras de algodão, latas com solventes, cocos secos, etc, aumentam o risco da sua ocorrência.

Os autores ainda comentam que o lixo é armazenado sobre condições aeróbicas e anaeróbicas. Inicialmente, as circunstâncias aeróbicas dominam e as bactérias aeróbicas usam o oxigênio molecular para decompor o lixo orgânico em dióxido de carbono (CO_2) e água (H_2O) e produzir calor.

5.6 Conclusões

Usualmente estuda-se poluição atmosférica por fontes diversas (ex.: queimadas, emissões por queima de combustíveis fósseis, termoelétricas ou emissões naturais – vulcões, áreas alagadas, etc.) e não se inclui estudos mais detalhados de emissões e dispersões provenientes de aterros sanitários.

Devido ao fato do principal destino final do resíduo urbano do Brasil ser os chamados lixões e que os mesmos acarretam diversos problemas ambientais, destacando as emissões de vários gases para a atmosfera, estes são importantes para o estudo pela meteorologia.

Destaca-se ainda o fato da maior parte desses aterros sanitários serem encontrados em regiões urbanas ou próximas a cidades, afetando a população do seu entorno.

5.7 Referências Bibliográficas

ALBANO, C.; FREDRIKSSON, D.T. **Projekt-rapport etapp 1. Centrum för Torvforskning**. (Storage of Peat-Project Report of Stage 1. The Centre for Research of Peat, Sweden). 1992.

ALMEIDA, I.T. **A poluição atmosférica por material particulado na mineração a céu aberto.** 1999. 186 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia) - Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 1999.

AMSTEL, A. V., Global anthropogenic methane emission comparisons. **IGAC Activities Newsletter**, v. 12, p.11-17, 1998.

ANDREOTTOLA, G.; COSSU, R. Modello matematico di produzione del biogas in uno scarico controllato (mathematical model of biogas production). **Rifiuti Solidi**, v.2, p.473, 1988.

ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS (ABNT) - **Degradação do Solo – terminologia.** NBR – 10.703/89. São Paulo, 1989.

ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS (ABNT) - **Apresentação de projetos de aterros de resíduos sanitários sólidos urbanos - Procedimento** - NBR 8419, 1992. 13p.

ASSUNÇÃO, J. V. Poluição Atmosférica. In: CASTELLANO, E. G. (ed.). **Desenvolvimento Sustentado**: problemas e estratégias. São Paulo, Academia de Ciências do Estado de São Paulo, 1998. p. 271-308.

BABILOTTE, A.; LAGIER, T.; FIANI, E.; TARAMINI, V. Fugitive Methane Emissions from Landfills: Field Comparison of Five Methods on a French Landfill. **Journal of Environmental Engineering**, n. 139, p. 777-784. 2010.

BARROS, R.T.V., CHERNICHARO, C.A.L., HELLER, L., VON SPERLING, M. (eds). **Manual de saneamento e proteção ambiental para apoio aos municípios (Volume 2)**. Departamento de Engenharia Sanitária e Ambiental- DESA-UFMG / Fundação Estadual do Meio Ambiente - FEAM. 1995

BENDER, M.; CONRAD, R. Methane oxidation activity in various soils and freshwater sediments: occurrence, characteristics, vertical profiles, and distribution on grain size fractions. **Journal of Geophysical Research**, v.99, p.16531–16540. 1994.

BERGSTRÖM J, BJÖRNER B. DIOXINER OCH BRÄNDER vid Avfallsupplag (Dioxins and Fires in Waste Storage). **REFORSK Foundation Report** No. 68, REFORSK Foundation, Malmö , Sweden, 1992.

BOECKX, P.; CLEEMPUT, V.O.; VILLARALVO, I.; Methane emission from a landfill and the methane oxidising capacity of its covering soil., **Soil Biol. Biochem**., v.28, n.10/11, p.1397-1405, 1996.

BOGNER, J., MEADOWS, M., CZEPIEL, P., Fluxes of methane between landfills and the atmosphere: Natural and engineered controls. **Soil Use and Management**, n.13, p.268–277,1997.

BÖRJESSON, G. e SVENSSON, Bo H.; Seasonal and diurnal methane emissions from a landfill and their regulation by methane oxidation. **Waste Management & Research**, n.15 p.33-34. 1997

BRANCO, S.M. **Uma grave ameaça paira sobre o homem do século XX**. Rio de Janeiro: Ao Livro Técnico S.A. 1972. P.16.

BRANCO, S.M; MURGEL, S. **Poluição do Ar**. São Paulo: Ed. Moderna – SP, 1995. p.26.

CARDELLINIA, C.; CHIODINIB, G.; FRONDINIA, F.; GRANIERIB, D.; LEWICKIC, J.; PERUZZIA, L. Accumulation chamber

measurements of methane fluxes: application to volcanic-geothermal areas and landfills. **Applied Geochemistry**, v.18, p.45–54. 2003.

CETESB - COMPANHIA DE TECNOLOGIA DE SANEAMENTO AMBIENTAL. **Relatório da qualidade do ar do estado de São Paulo 1997**. São Paulo. CETESB, 1998. 114p.

CHEN, Y.; CHEN, K.; WU, C. Numerical simulation of gas flow around a passive vent in a sanitary landfill. **Journal of Hazardous Materials**, v.100, p.39–52. 2003.

COMISSÃO MUNDIAL SOBRE MEIO AMBIENTE E DESENVOLVIMENTO - **Nosso Futuro Comum**. Rio de Janeiro: Editora da Fundação Getulio Vargas, 1991. 430p.

CZEPIEL P.M.; SHORTER J.H.; MOSHER B.; ALLWINE E.; MCMANUS J.B.; HARRIS R.C.; KOLB C.E.; LAMB C.E. The influence of atmospheric pressure on landfill methane emissions. **Waste Management**, v.23, p.593–598. 2003.

DE WALLE, F.B.; CHIAN, E.; HAMMERBERG, E. Gas production from solid waste in landfills. **Journal Environment Engineering. Div**, v.104, p.403-415. 1978.

DENMEAD, O.T.; HARPER, L. A.; FRENEY. À J. R., GRIFFITH, D. W. T.; LEUNING, R.; SHARPE, R.R. A mass balance method for non-intrusive measurements of surface-air trace gas

exchange. **Atmospheric Environment**, v. 32, n. 21, p.3679-3688. 1998

DEPARTMENT OF THE ENVIRONMENT, UK.; **Landfill gas—waste management**. Paper no. 27. London: Crown Copyright; 1991.

DUCAN, P.R. **Biochemical ecology of water pollution**. Nova Iorque: Plenum Press, 1972. 159p.

FEITOSA, F.A.C.; MANOEL FO, J. **Hidrogeologia: Conceitos e Aplicações**, Fortaleza: CPRM, LABHID - UFPE, 1997. 412 p.

FUNDAÇÃO ESTADUAL DE ENGENHARIA DO MEIO AMBIENTE (FEEMA) - **Vocabulário Básico do Meio Ambiente,** 4a. Ed., RJ, 1992

GÄRDENÄS S, THÖRNQVIST T. Självuppvätmning och Substansfö rluster vid Lagring av Torv—en Litteraturstudie (Spontaneous Combustion and Dry Matter Losses in Peat Storage—a Literature Study). **Research Notes No. 156**, Department of Forest Products, Swedish University of Agriculture Sciences, Uppsala, Sweden, 1984.

GOMES, L.P. **Estudo da caracterização física e da biodegradabilidade dos resíduos sólidos urbanos em aterros sanitários.** 1989. 166 f. Dissertação (Mestrado em

Hidráulica e Saneamento). Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 1989.

GUIMARÃES, L. T. **Utilização do sistema de informação geográfica (SIG) para identificação de áreas potenciais para disposição de resíduos na bacia do Paquequer, município de Teresópolis – RJ.** 2000. 170 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Civil). Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2000.

HAMADA, J. **Estimativas de geração e caracterização do chorume em aterros sanitários**. In: 19º Congresso brasileiro de engenharia sanitária e ambiental, Anais... Foz do Iguaçu: ABES, 1997.

HICKMAN, H.; LANIER, JR. **Principles of Integrated Solid Waste Management.** Annapolis: American Academy of Environmental Engineers. 1999.

HINRICHS, R.A. **Energy**. New York: Phototake, 1991. 560p.

HODGSON, A. T., GARBESI, K., SEXTRO, R. G., DAISEY, J. M. Soil-Gas Contamination and Entry of Volatile Organic Compound into a House Near a Landfill. **Journal of the Air and Waste Management Association,** v. 42(3), p. 277-283. 1992.

HOGLAND W, BRAMRYD T, PERSSON I. Physical, biological and chemical effects of unsorted fractions of industrialsolid

waste in waste fuel storage. **Waste Manage Res**, n.14: p.197–210. 1996.

HOGLAND, W., MARQUES, M. Physical, biological and chemical processes during storage and spontaneous combustion of waste fuel. **Resources, Conservation and Recycling**, n.40, p. 53–69. 2003.

HOUGHTON, J. T.; CALLANDER, B. A.; VARNEY, S. K. **Climate Change 1992:** The Supplementary Report to the IPCC Scientific Assessment. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 1992. 200 p.

HUSSAIN, H. M.; Ökologische untersuchungen über die bodeutung thermofiler mikroorganismen für die selbserhitzung von heu (Ecological studies of the significance of thermophilic microorganisms for self-heating in hay). **Zeitschrift für Allg. Mikrobilogie**, n.13, p.323–334. 1973.

INSTITUTO DE PESQUISAS TECNOLÓGICAS DO ESTADO DE SÃO PAULO - IPT. **Lixo Municipal: manual de gerenciamento integrado.** 2. ed. São Paulo: IPT/CEMPRE, 2000. 278p.

INSTITUTO BRASILEIRO DE GEOGRAFIA E ESTATÍSTICA - IBGE – **Pesquisa Nacional de Saneamento Básico - 2008**, Rio de Janeiro, 2008. 219p.

IPCC – Intergovernmental Panel on Climate Change. (2006) **Guidelines for National Greenhouse Inventories: Reference Manual,** v. 3. Disponível na internet em: <http://www.ipcc-nggip.iges.or.jp/public/gl/invs6>. Acesso em: mar. 2011

JARDIM, N. S. PRANDINI F. L.; MANO, V. G. T.; D'ALMEIDA, M. L. O.; WELLS, C. **Lixo Municipal: manual de gerenciamento integrado.** São Paulo: Instituto de Pesquisas Tecnológicas (IPT), e Compromisso Empresarial para Reciclagem (CEMPRE), 1995. 278p.

JONES, H.A.; NEDWELL, D.B. Methane emission and methane oxidation in land-fill cover soil. **FEMS Microbiology Ecology** v.102, p.185–195. 1993.

JUCÁ, J.F.T.; **Destinação final dos resíduos sólidos no Brasil: situação atual e perspectivas**. In: Anais do 10 º SILUBESA - Simpósio Luso-Brasileiro de Engenharia Sanitária e Ambiental. 2002.

KUBLER, H.; Role of oxygen diffusion in self-heating of forest products. **Wood and Fibre Science**, n.16, p.97–105. 1984.

LA ROVERE, E.L; COSTA, C.V.; DUBEUX, C.B.S. **Aterros Sanitários no Brasil e o Mecanismo de Desenvolvimento Limpo (MDL):** Oportunidades de promoção de desenvolvimento sócio-ambiental. 2004. 9p.

LACEY, J. **Colonization of Dump Organic Substrates and Spontaneous Heating**. In: The Society for Applied Bacteriology, Technical Series 15 ‘‘Microbial Growth and Survival in Extremes of Environment’’, London, U.K.: Academic Press. 1980.

LEITE, L.E.H.B.C. **Manual de limpeza pública**. Instituto Brasileiro de Administração Municipal, Laboratório de Administração Municipal, Rio de Janeiro, 115p. 1973.

LIMA, L. M. Q.. **The Biodegradability Method to Determine the Production of Methane in the Landfill of Santa Barbara, in the CiQ of Campina**, CPFL, Campinas, 1985.

LIMA, L.M.Q. - **Lixo -Tratamento e Bio-remediação.** São Paulo: Hemus Editora Ltda, 3º Edição, 1995. 265 p.

LU, A.H.; KUNZ, C.O. Gas-flow model to determine methane production at sanitary landfills. **Environmental Science and Technology**, v.15, p.305. 1981.

LUZ, F.X.R. **Aterro Sanitário: características, limitações, tecnologia para implantação e operação**, CETESB, São Paulo - SP, 1981.

MACIEL, F.J., JUCÁ, J.F.T. Evaluation of landfill gas production and emissions in a MSW large-scale Experimental Cell in Brazil. **Waste Management**, v. 31, p. 966-977. 2011.

MANCINELLI, R.L.; MCKAY, C.P. Methane-oxidizing bacteria in sanitary landfills. In: Antonopoulos, A. A. (ed). **Biotechnology Advances in Processing Municipal Wastes for Fuels and Chemicals.** Chicago, U.S.A.: Argonne National Laboratory, 1985. p.437–450.

MANNA, L.; ZANETTI, M.C.; GENON, G.; Modeling biogas production at landfill site. **Resources, Conservation and Recycling**, v.26, p.1–14. 1999.

MARIANO, M.O.H. **Avaliação da retenção de gases em camadas de cobertura de aterros de resíduos sólidos**. 2008. 225p. Tese (Doutorado em Engenharia Civil), Universidade Federal do Pernambuco, Recife, Pernambuco, 2008.

MARIANO, M.O.H., JUCÁ, J.F.T. Ensaios de campo para determinação de emissões de biogás em camadas de cobertura de aterros de resíduos sólidos. **Revista Engenharia Sanitária Ambiental**, v. 15, n. 3, p. 223-228. 2010.

NASTEV, M., THERRIEN, R., LEFEBVRE, R., GELINAS, P. Gas production and migration in landfills and geological

materials. **Journal of Contaminant Hydrology**, n.52, p.187-211. 2001.

NOZHEVNIKOVA, A.N.; LIFSHITZ, A.B.; LEBEDEV, V.S.; ZAVARZIN, G.A. Emission of methane into the atmosphere from landfills in the former USSR. **Chemosphere**, v.26, p.401–417. 1993.

ORGANIZAÇÃO DAS NAÇÕES UNIDAS (ONU). **Agenda 21**. Conferência das Nações Unidas sobre Meio Ambiente e Desenvolvimento. Brasília: Câmara dos Deputados, Coordenação de Publicações, 1995. 472p.

PARK, Jin-Won.; SHIN, Ho-Chun.; Surface emission of landfill gas from solid waste landfill. **Atmospheric Environment**, n.35, p.3445–3451. 2001.

PEER, R.L; THORNELONE, S.A; EPPERSON, D.L. A comparison of methods for estimating global methane emissions from landfills. **Chemosphere**, v.26, n.1-4, p.387-400. 2003.

PESQUISA NACIONAL DE SANEAMENTO BÁSICO – PNSB – 2000. Instituto Brasileiro de Geografia e Estatística. Disponível na Internet em http://www.ibge.gov.br/home/estatistica/populacao/condicaodevida/pnsb/pnsb.pdf. Acesso em 19/02/2003.

RODRIGUES, F.L.; CAVINATO, V.M. **Lixo: de onde vem? Para onde vai?** São Paulo: Moderna, 1998. p. 14-58.

SA, L.A.C. M. de; KIRCHNER, F.F.; LOCH, C. **Resíduos Sólidos: Uma solução através do Sensoriamento Remoto**, In: Anais do VII Simpósio Brasileiro de Sensoriamento Remoto, Curitiba – PR. 1993. p.129-134.

SAITO, M., AMAGAI, K., OGIWARA, G., ARAI, M. Combustion characteristics of waste material containing high moisture. **Fuel**, n.80, p. 1201-1209. 2001

SALGADO, M. G. **Remediação de áreas degradadas pela disposição de resíduos sólidos - Estudo de caso da cidade de Americana SP**. 1993. 169 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Civil) Faculdade de Engenharia Civil, UNICAMP, Campinas, 1993.

SHUSTERMAN, D. Critical Review: the health significance of environmental odor pollution. **Arch. Env. Health**, v.47, p.76-87. 1992.

SILVA, T.N.; FREITAS, F.S.N.; CANDIANI, G.; Avaliação das emissões superficiais do gás de aterros sanitários de grande porte. **Revista Engenharia Sanitária Ambiental**, v.18, n.2. 2013.

SOLTANI-AHMADI, H. A Review of the Literature Regarding Non-Methane and Volatile Organic Compounds In Municipal Solid Waste Landfill Gas. **SWANA/Hickman Intern**, 2000.

SPOKAS, K.; BOGNER, J.; CHANTON, J.P.; MORCET, M.; ARAN, C.; GRAFF, C.; MOREAU-LE GOLVAN, Y.; HEBE, I. Methane mass balance at three landfill sites: What is the efficiency of capture by gas collection systems? **Waste Management**, v. 26, p. 516-525. 2006.

TAMADDON, F.; HOGLAND, W.; KJELLBERG, J. **Storage of Waste-Fuel by Baling Technique**. Lund University Report No. 3188, Department of Water Resources Engineering, Lund University, Lund, Sweden, p. 18. 1995.

TEIXEIRA, C.E.; TORVES, J.C.; FINOTTI, A.R.; FEDRIZZI, F.; MARINHO, F.A.M. Estudos sobre a oxidação aeróbia do metano na cobertura de três aterros sanitários no Brasil. **Revista Engenharia Sanitária Ambiental**, v. 14, n. 1, p. 99-108. 2009.

THORNELONE, S.A. US-EPA´s Global Climate Change Program - Landfill Emissions and Mitigation Research. **Third International Landfill Symposium**. Cagliary, Italy, p.51-67, 1991.

THÖRNQVIST T. **Bränder I Stackar Med Sönderdelat Trädbränsle** (Spontaneous Combustion in Piles with

Chipped Wood Fuel). Research Notes No. 163, Department of Forest Products, Swedish University of Agricultural Sciences, Uppsala, Sweden, 1987.

UNICEF - FUNDO DAS AÇÕES UNIDAS PARA A INFÂNCIA. **Introdução – Manual do Promotor**. Disponível em: http://www.unicef.org/brazil/lixoecidadania/Files/m_promotor/Introducao.doc Acesso em: 07 de novembro, 2002.

USEPA – United States Environmental Protection Agency. (1998**) Landfill gas emissions model, version 3.02 user's guide – LandGEM**. Disponível na internet em: <http://www.epa.gov/ttncatc1/dir1/landgem-v302-guide.pdf>. Acesso em 02/2010.

USEPA – United States Environmental Protection Agency (2005). First-order kinetic gas generation model parameters for wet landfills. **EPA- 600/R-05/072**, EPA: Washington, DC-USA.

VILLARRUBIA, M.; VILLARRUBIA, J. Producción de biogás en vertederos de Residuos Sólidos Urbanos (RSU). **Montajes e instalaciones: Revista técnica sobre la construcción e ingeniería de las instalaciones**, nº 31, Nº 355, p. 95-104, 2001.

WALKER, I. K.; The role of water in spontaneous combustion of solids. **Fire Research Abstracts and Reviews**, n.9, p. 5–22. 1967.

WHALEN, S.C.; REEBURGH, W.S.; SANDBECK, K.A. Rapid methane oxidation in a landfill cover soil. **Applied and Environmental Microbiology**, v.56, p.3405–3411. 1990.

WHITE, M. S., CURTIS, M. L., SARLES, R. L. & GREEN, D. W.; Effects of outside storage of the energy potential of hardwood particulate fuels. **Forest Products Journal**, n.33(6), p.31–38. 1983.

YOUNG, A.; Volumetric changes in landfill gas flux in response to variations in atmospheric pressure. **Waste Management & Research**, n.8, p.379–385. 1990.

Sobre os autores

Capítulo 1

Graciela Redies Fischer - possui graduação em Meteorologia pela Universidade Federal de Pelotas - UFPel (2005), mestrado em Meteorologia pela Universidade Federal de Pelotas (2007), doutorado em Agronomia (Meteorologia Agrícola) pela Universidade Federal de Viçosa (2011). Atualmente é professora Adjunta II da Faculdade de Meteorologia da UFPel. Tem experiência na área de Geociências, em temas de micrometeorologia e modelagem de ecossistemas, interação atmosfera-biosfera, com ênfase em climatologia e agrometeorologia.

Leonardo José Gonçalves Aguiar - possui graduação em Matemática pela Universidade Federal de Rondônia (2005), mestrado (2007) e doutorado (2011) em Meteorologia Agrícola pela Universidade Federal de Viçosa. Atualmente é bolsista de Pós-Doutorado do Programa de Pós-Graduação em Meteorologia da Universidade Federal de Pelotas. Tem experiência nas áreas de Agronomia e Meteorologia, com ênfase em Micrometeorologia. Atua principalmente nos seguintes temas: Interação solo-planta-atmosfera, balanço de radiação, balanço de massa e energia, estimativa de radiação e modelagem de mudanças de uso e cobertura do solo.

Renata Gonçalves Aguiar - possui graduação em Matemática pela Universidade Federal de Rondônia (2002), mestrado (2005) e doutorado (2013) em Física Ambiental pela Universidade Federal de Mato Grosso. Atualmente é professora Adjunta I no curso de Engenharia Ambiental da Universidade Federal de Rondônia – Campus de Ji-Paraná. Desenvolve pesquisas no âmbito de Programa LBA (Experimento de Grande Escala da Biosfera – Atmosfera na Amazônia), na área de Geociências e Ciências Ambientais, com ênfase em micrometeorologia, mais especificamente sobre: troca líquida de dióxido de carbono no ecossistema, balanço de energia e mudanças no uso da terra na Amazônia.

Capítulo 2

Roseli Gueths Gomes - Possui graduação em Meteorologia pela Universidade Federal de Pelotas, UFPel (1986) e doutorado em Física da Atmosfera pela Université de Toulouse III (Paul Sabatier) (1993). Atualmente é Professora Titular da Faculdade de Meteorologia da UFPel, atuando nos Cursos de Graduação e de Pós-Graduação em Meteorologia. Orienta alunos de mestrado, trabalhos de conclusão de curso e iniciação científica, principalmente na área de mesoescala. Os principais temas de pesquisa envolvem tempestades severas, sistemas convectivos de mesoescala, modelagem atmosférica e descargas elétricas atmosféricas.

Capítulo 3

Fabrício Pereira Härter - graduado em Meteorologia pela Universidade Federal de Pelotas (1995), mestre em Meteorologia pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (1999) e doutor em Computação Aplicada pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (2004) com pós-doutorado pela University of Waterloo (2006). Trabalhou com previsão de tempo voltada para meios de comunicação e agricultura, foi auxiliar de pesquisa num projeto sobre estimativas de precipitação por satélite, participou do Programa Antártico Brasileiro e prestou consultoria a Organização Meteorológica Mundial, junto ao Instituto Nacional de Meteorologia. Tem como linha de pesquisa prioritária assimilação de dados meteorológicos (redes neurais, filtragem de Kalman e métodos variacionais) e inicialização de modelos numéricos. Atualmente é professor Adjunto da Universidade Federal de Pelotas (UFPel), vice-diretor da Faculdade de Meteorologia.

Capítulo 4

André Becker Nunes - Possui graduação em Meteorologia pela Universidade Federal de Pelotas, UFPel (2000), Mestrado em Meteorologia pela UFPel (2002) na área de física da camada limite planetária, e Doutorado em Meteorologia pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (2008) na área de modelagem em micrometeorologia. Participação no Grupo de Mudanças Climáticas do CCST-INPE

entre 2008 e 2009. Desde dezembro de 2009 é Professor Adjunto da Faculdade de Meteorologia da UFPel, atuando na Graduação e Pós-Graduação. Orientações de mestrado e iniciação científica principalmente nas áreas de climatologia, mudanças climáticas, meteorologia sinótica, agrometeorologia e micrometeorologia.

Haroldo Fraga de Campos Velho - Possui graduação em Engenharia Química pela Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul (1983), mestrado em Engenharia Mecânica pela Universidade Federal do Rio Grande do Sul (1988) e doutorado em Engenharia Mecânica pela Universidade Federal do Rio Grande do Sul (1992). Atualmente é consultor da FAPERGS,FAPDF, FAPESP, assessor 'ad hoc' do CNPq e CAPES. Pesquisador titular do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais e Bolsista de Produtividade do CNPq. Tem experiência na área de Matemática Aplicada e Computação Científica, atuando principalmente nos seguintes temas: problemas inversos, assimilação de dados, modelos de turbulência para atmosfera, redes neurais artificiais, métodos numéricos.

Capítulo 5

Glauber Lopes Mariano - Graduação em Meteorologia pela Universidade Federal de Alagoas (UFAL) e graduação em

Sistemas de Informação pelo Centro Federal de Ensino Tecnológico do estado de Alagoas (CEFET/AL). Mestrado em Meteorologia (UFAL) e doutorado em Meteorologia pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE). Atua na área de geociências, com ênfase em poluição da atmosfera e sensoriamento remoto da atmosfera. Foi professor da Universidade Federal de Pelotas (UFPEL) (2011-2015) com orientações de iniciação científica e mestrado nas áreas de sensoriamento remoto, poluição atmosférica e climatologia. Atualmente é professor da Universidade Federal de Alagoas (UFAL)

Marcos Antônio Lima Moura - Graduação em Meteorologia pela Universidade Federal de Alagoas (1984), Estudos de Aprofundamento em Meteorologia no Instituto de Meteorologia da Universidade de Hannover (Alemanha) com Especialização em Recursos Hídricos pela Universidade de Hannover (Alemanha) entre 1986 e 1989, Mestrado em Agronomia (Energia na Agricultura) pela Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho (1992) e Doutorado em Agronomia (Energia na Agricultura) pela Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho (2000). Atualmente é Professor Associado I do Instituto de Ciências Atmosféricas da Universidade Federal de Alagoas. Tem experiência na área de Geociências, com ênfase em Micrometeorologia de Ecossistemas Ameaçados (Mata Atlântica e Amazônia), mas com foco em Mudanças Climáticas e Radiação Solar, atuando

principalmente nos seguintes temas: Ambientes Estuarinos, Mata Atlântica, Floresta Amazônica.

Ericka Voss Chagas Mariano - Graduação em Meteorologia pela Universidade Federal de Alagoas (UFAL). Mestrado em Meteorologia (UFAL) e doutorado em Geofísica Espacial pelo Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE). Atua na área de geociências, com ênfase em poluição atmosférica. Atualmente é professora da Universidade Federal de Alagoas (UFAL).

Créditos / Expediente

Imagem e arte da Capa: Renata Voss

Editoração e diagramação: **Glauber Lopes Mariano**

Editora: **DR LTDA**

Universidade Federal de Pelotas
Faculdade de Meteorologia

Livros didáticos de meteorologia, em língua portuguesa, para alunos ingressantes no curso de meteorologia. Essa é a contribuição da série "Meteorologia em Tópicos", criada pela Faculdade de Meteorologia da Universidade Federal de Pelotas, e que aqui apresenta seu segundo volume tratando de temas diversos como: Balanço de radiação e energia; Tempestades convectivas, assimilação de dados, simulações numéricas e poluição urbana.