



UNIVERSIDADE TÉCNICA DE LISBOA

INSTITUTO SUPERIOR TÉCNICO

Fluxos de Momento, Massa e Energia na Camada Limite Atmosférica em  
Montado de Sobre

Abel Martins Rodrigues  
Mestre

Dissertação para obtenção do Grau de Doutor em  
Engenharia do Ambiente

Orientador: Doutor Gabriel Paulo Alcântara Pita  
Co-Orientador: Engenheiro José Joaquim Delgado Domingos

Presidente: Reitor da Universidade Técnica de Lisboa

Vogais: Doutor Casimiro Adrião Pio  
Doutor João Alexandre Medina Corte Real  
Doutor João Manuel Dias dos Santos Pereira  
Engenheiro José Joaquim Delgado Domingos  
Doutor João Carlos Moura Bordado  
Doutor Gabriel Paulo Alcântara Pita

Lisboa  
Junho, 2002

## **Resumo**

Numa torre de 16m de altura, procedeu-se à medição, na camada de fluxo constante em montado de sobre do balanço radiativo, dos fluxos turbulentos de calor latente e sensível, pelos métodos de covariância turbulenta e aerodinâmico iterativo e dos diversos termos de armazenamento energético. As campanhas de aquisição de dados no campo decorreram em dezasseis dias sem precipitação nos períodos de Maio a Outubro dos anos de 1997, 1998 e 1999. A média total dos valores médios diários das razões entre o somatório dos fluxos turbulentos, obtidos pelo método de covariância turbulenta e o balanço radiativo foi de 77%, valor típico para ecossistemas florestais. O fecho do balanço energético apresentou uma boa qualidade. Os valores de fluxo de calor sensível aumentaram com os correspondentes de balanço radiativo e velocidade de fricção. Verificou-se também uma relação indirecta entre o fluxo de calor latente e o balanço radiativo, típica de cobertos florestais. O valor médio diário do factor de acoplamento de humidade foi de 0.18, típico dum regime de evaporação imposta com forte dependência à humidade atmosférica e a factores fisiológicos. Os valores de resistência de coberto aumentaram ao longo dos períodos da tarde, com o acréscimo do défice de pressão de vapor, indiciando um encerramento parcial dos estomas. O valor médio diário total da razão entre os resultados do fluxo de calor latente e os de evapotranspiração de equilíbrio, foi de 0.44, característico de um coberto florestal seco. Os espectros das componentes da velocidade e temperatura do ar, aproximaram-se razoavelmente das funções empíricas normais. Os declives das curvas espectrais obedeceram à lei de potência de  $-2/3$ . Os valores calculados das escalas médias eulerianas integrais de comprimento, adimensionalizados à altura das árvores, para as componentes horizontal e vertical, foram de 8.65 e 0.69. Os valores calculados para as escalas médias de tempo correspondentes são de 12 e 0.96s. O estudo do método dos quadrantes e a análise estatística revelaram a importância dos fenómenos intermitentes de ejeção e rajada no transporte descendente de momento. As medições realizadas permitiram pois uma verificação da aplicabilidade e generalização ao montado de sobre dos padrões gerais de funcionamento físico-ambiental dos ecossistemas florestais.

**Palavras chave:** montado, camada limite, balanço energético, fecho, evaporação, turbulência

## ***Abstract***

At a 16m tower in a cork oak stand, experimental measurements were made in the constant flux layer of net radiation, latent and sensible turbulent heat fluxes, by eddy covariance and aerodynamic methods and of the storage energy terms. The field campaigns for measurements were made in sixteen days in the periods of May-October of 1997, 1998 and 1999. The total mean daily ratio between the sum of the turbulent fluxes and net radiation was 77%, typical of data of forest canopies. A reasonable energy budget closure quality was obtained. The sensible heat fluxes increased mainly with net radiation and friction velocity. An indirect relation between latent heat flux and net radiation, typical of forest ecosystems, was shown. The mean daily value of the coupling coefficient was 0.18, representative of a imposed evaporation, with strong dependence to atmospheric humidity and to physiological factors. Canopy resistance increased during the afternoon, with the augment of the atmospheric vapor pressure deficit, indicating a partial stomatal closure. The total mean daily ratio between the latent heat flux and equilibrium evapotranspiration was 0.44, typical of a dry canopy. The spectra of air temperature and velocity components fitted well with the usual empirical functions, and the respective slopes followed the  $-2/3$  power law. The calculated integral eulerian adimensional length scales for the horizontal and vertical velocity components were 8.65 e 0.69. Their corresponding calculated time scales were 12 and 0.96s. The quadrant method and statistical analysis revealed the importance of intermittent sweeps and ejections, in the descendent transport of horizontal momentum. The measurements made allowed a verification of the applicability and generalization to the cork oak stand of general environmental physical fundamentals of forest ecosystems.

**Keywords:** cork oak stand, boundary layer, energy budget, closure, evaporation, turbulence



## *Agradecimentos*

Os primeiros agradecimentos são dirigidos ao orientador, Prof. Gabriel Pita, e ao co-orientador, Prof. José Joaquim Delgado Domingos, do Instituto Superior Técnico, pelo apoio contínuo prestado para a execução do presente trabalho. Devem ser também atribuídas palavras de agradecimento a todos os que directa ou indirectamente contribuíram para a realização do presente trabalho, de que, na impossibilidade de citar todos, destaco:

- os Profs. Raul Sardinha, Francisco Rego e Rui Silva, sucessivos Directores da Estação Florestal Nacional, pelo enquadramento do trabalho experimental realizado na programação de IDE da EFN, bem como pelas facilidades concedidas em termos de apoio à aquisição de equipamento experimental;
- a Administração da Herdade de Rio Frio, pela possibilidade concedida de instalação do mesmo equipamento;
- o Prof. Melo Abreu do Instituto Superior de Agronomia, é também credor dos nossos agradecimentos pelo apoio prestado e pela organização de dois seminários internacionais em Portugal, sobre o tema da presente tese, que permitiram trocas de informação com reputados especialistas;
- a Prof. Fernanda Valente do ISA e o Prof. João Bordado do IST pelos esclarecimentos e trocas de impressões prestados;
- a Professora Celeste Coelho da Universidade de Aveiro, responsável pelo projecto que financiou grande parte dos gastos correntes do presente trabalho e o Eng. Mário Tavares que enquanto Chefe do Departamento de Silvicultura da EFN, prestou apoios de ordem pessoal e material, importantes para o desenvolvimento das sucessivas tarefas;
- a Cecília Trigo da EFN pelo trabalho de edição do texto e o Sr. Joaquim Crespo do ISA e colegas pelo trabalho de reprografia;
- os colegas da EFN pela amizade e bom ambiente de trabalho proporcionados;
- a minha família e particularmente a João e a Catarina, pelo enorme apoio e carinho demonstrados;



## Índice

Resumo.....	iv
Abstract.....	v
Agradecimentos.....	vii
Índice.....	ix
Lista de símbolos .....	xi
Prefácio .....	xxi
1- Características gerais da camada limite atmosférica.....	1
2- O balanço radiativo e o armazenamento térmico nos ecossistemas florestais .....	11
3- Métodos experimentais para avaliação dos fluxos turbulentos .....	21
3.1- Método aerodinâmico .....	21
3.1.1 - Considerações gerais .....	21
3.1.2- Coeficientes de difusão turbulenta .....	29
3.1.3- Equações dos fluxos.....	33
3.1.3.1- Forma directa .....	33
3.1.3.2- Forma iterativa .....	42
3.1.4- Parâmetros aerodinâmicos $d$ e $z_0$ .....	45
3.1.5- O método do balanço energético ou razão de Bowen.....	49
3.1.6- Equação de Penman-Monteith .....	50
3.2- Parametrização da subcamada rugosa .....	63
3.3- Método de covariância turbulenta .....	77
4- Caracterização do escoamento turbulento na camada superficial .....	113
4.1- Introdução .....	113
4.2- Equações do movimento .....	117
4.2.1 - Equação de continuidade .....	117
4.2.2- Equação do balanço de quantidade de movimento .....	118
4.2.3- Equações dos balanços das variâncias e fluxo turbulento de momento .....	122

4.2.4- O carácter intermitente do processo de transporte vertical de momento .....	130
4.2.5- Equações dos balanços das variâncias e covariâncias entre as flutuações de velocidade e grandezas escalares.....	133
4.2.6- Equações do balanço da energia cinética .....	136
4.3- Análise espectral .....	147
5- Procedimento experimental .....	157
6- Resultados e discussão .....	167
6.1- Dados microclimáticos .....	167
6.2- Análise dos componentes do balanço energético.....	173
6.3- Análise do controlo de qualidade dos fluxos turbulentos e das condições de fecho do balanço energético .....	191
6.4- Análise do comportamento dos parâmetros aerodinâmicos e de resistência do coberto.....	199
6.5- Análise do transporte turbulento .....	207
7- Conclusões Finais .....	213
Bibliografia .....	225
ANEXOS .....	237

## ***Lista de símbolos***

### *Alfabeto romano*

$\langle \rangle$	Operador de média espacial
$a$	Diâmetro dos transdutores
$a_{1,2}, b_{1,2}$	Constantes
$A$	Constante do perfil logarítmico da velocidade do vento (m/s), Área (m <sup>2</sup> )
$A_c$	Parâmetro adimensional de correcção dos efeitos do fluxo turbulento de calor sensível na massa específica do ar
$ACF(t)$	Função de autocorrelação
$\bar{A}_{CO_2}$	Balço de assimilação média (fotossíntese - respiração) de CO <sub>2</sub>
$A_{copa}$	Amplitude horária do armazenamento energético das copas (W/m <sup>2</sup> )
$A_m$	Intercepção da recta de regressão linear dos dados em situação de abcissa nula
$A_r$	Matriz de rotação de coordenadas
$A_{Ta}$	Amplitude diária da temperatura do ar (K)
$a_{w, t, q}$	Constantes
$B$	Constante do perfil logarítmico da velocidade do vento (m/s)
$B_m$	Inclinação da recta de regressão linear dos dados
$c$	Velocidade do som no ar (m/s)
$c_e$	Grandeza escalar genérica
$c_e^m$	Valor medido de grandeza escalar
$c_e^r$	Valor real de grandeza escalar
$c_m$	Calor específico da madeira seca (Jkg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )
$c_{mad}$	Calor específico da madeira húmida (Jkg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )
$C_p$	Calor específico do ar a pressão constante (Jkg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )
$c_s$	Velocidade do som no ar, estimada pelo anemómetro sónico
$c_{tr}$	Calor específico do tronco por unidade de volume (Jm <sup>-3</sup> K <sup>-1</sup> )
$c_{veg}$	Calor específico da biomassa (Jkg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )

$c_{v\text{mad}}$	Calor específico por unidade de volume da madeira ( $\text{Jm}^{-3}\text{K}^{-1}$ )
$c_w$	Calor específico da água ( $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ )
$C_{aM}$	Coefficiente de arrasto da totalidade do coberto
$CAP$	Circunferência à altura do peito (m)
$C_c$	Calor específico da casca ( $\text{KJkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ )
$C_M$	Coefficiente de arrasto de um corpo isolado
$C_{wk}$	Densidade coespectral ou covariância entre a velocidade vertical e a variável genérica $k$
$d$	Plano de referência de concentração de tensões (m)
$d_i$	Comprimento dos percursos lineares dos sensores (m)
$d_{ij}$	Coefficientes de atenuação/amplificação das medidas
$d_{norm}$	Plano de referência de concentração de tensões normalizado
$d_p$	Comprimento da trajectória linear dos ultra-sons no anemómetro sónico (m)
$D$	Distância média entre os elementos rugosos (m)
$D_v$	Difusividade molecular do vapor de água ( $\text{m}^2/\text{s}$ )
$e$	Pressão parcial de vapor de água (Pa), energia cinética turbulenta por unidade de massa ( $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ )
$e_s$	Pressão parcial de vapor de água de atrito (Pa)
$e_s$	Pressão de vapor de saturação (Pa)
$E$	Evapotranspiração ( $\text{W}/\text{m}^2$ )
$E_c$	Evapotranspiração do coberto mais baixo ( $\text{W}/\text{m}^2$ )
$E_f$	Evapotranspiração da floresta ( $\text{W}/\text{m}^2$ )
$E_T$	Energia total radiante emitida por um corpo ( $\text{W}/\text{m}^2$ )
$f_c$	Parâmetro de Coriolis ( $\text{s}^{-1}$ ), Frequência de Nyquist
$f_{di}$	Frequência normalizada aos circuitos lineares abertos dos diversos sensores
$f_k$	Frequência adimensionalizada
$f_s$	Frequência normalizada à distância entre sensores
$F$	Fluxo turbulento genérico, Factor de estabilidade generalizado, Força global de arrasto ( $\text{Kgm s}^{-2}$ )
$F_x$	Fluxo cumulativo até à distância a montante $x > 0$

$F_{tr}$	Taxa de armazenamento energético por unidade de área da superfície de um tronco à altura $z$
$F_{H,V}^*$	Factores de influência
$FC$	Factor de correcção espectral
$FT(n)$	Função de transferência multiplicativa
$FT_a(n)$	Função de transferência multiplicativa para quantificação do fenómeno de sobreposição de frequências
$FT_d(n)$	Função de transferência multiplicativa para a resposta dinâmica
$FT_{me}(f_{di})$	Função de transferência multiplicativa para a média linear (grandezas escalares)
$FT_{mv}(f_{di})$	Função de transferência multiplicativa para a média linear (grandezas vectoriais)
$FT_{fs}(f_s)$	Função de transferência multiplicativa para a separação de sensores
$FT_{MS}(n)$	Função de transferência multiplicativa para a média simples de séries temporais
$FT_{RL}(n)$	Função de transferência multiplicativa para a regressão linear de séries temporais
$F_x(K)$	Densidade de energia espectral da grandeza $x$ , em função do número de onda
$g$	Aceleração da gravidade ( $m/s^2$ )
$G$	Fluxo de calor no solo ( $W/m^2$ )
$h, h_c$	Altura do coberto (m)
$h_n$	Altura da camada limite planetária nocturna (m)
$H$	Fluxo turbulento de calor sensível ( $W/m^2$ )
$i$	Índice algébrico
$i_{ui}$	Intensidade da turbulência relativa à componente $u_i$
$I$	Radiação absorvida
$I_i$	Função indicativa de pertença a um quadrante
$I_o$	Radiação emitida
$I AL_j$	Índice de área foliar na camada $j$
$IAP$	Índice de área da planta
$IAT$	Área de tronco por unidade de área de solo
$J$	Termo de armazenamento energético global ( $W/m^2$ )
$J_{bi}$	Termo de armazenamento energético bioquímico ( $W/m^2$ )

$J_{copa}$	Termo de armazenamento energético nas copas ( $W/m^2$ )
$J_H$	Termo de armazenamento de calor sensível ( $W/m^2$ )
$J_{tr}$	Termo de armazenamento energético nos troncos ( $W/m^2$ )
$J_{veg}$	Termo de armazenamento energético na biomassa ( $W/m^2$ )
$J_V$	Termo de armazenamento de calor latente ( $W/m^2$ )
$k$	Constante de von Karman
$\bar{k}$	Valor médio duma grandeza $k$ , escalar ou vectorial
$k'$	Flutuação duma grandeza $k$ , escalar ou vectorial
$k_{lc}$	Condutividade térmica dos materiais lenho- celulósicos ( $Wm^{-1}K^{-1}$ )
$k_s$	Condutividade térmica do solo ( $Wm^{-1}K^{-1}$ )
$k_{tr}$	Condutividade térmica do tronco ( $Wm^{-1}K^{-1}$ )
$(ke)_b$	Energia cinética de origem impulsiva por unidade de massa ( $m^2s^{-2}$ )
$(ke)_I$	Energia cinética de origem mecânica por unidade de massa ( $m^2s^{-2}$ )
$K$	Coefficiente de difusividade aerodinâmica ( $m^2/s$ ), escala de temperatura (K)
$K_{cE}$	Correcção do efeito do fluxo de calor latente na massa específica do ar
$K_{cH}$	Correcção do efeito do fluxo de calor sensível na massa específica do ar
$K_H$	Coefficiente de difusividade aerodinâmica de calor sensível ( $m^2/s$ )
$K_L$	Coefficiente genérico de difusividade turbulenta das grandezas escalares ( $m^2/s$ )
$K_M$	Coefficiente de difusividade aerodinâmica de momento ( $m^2/s$ )
$K_o$	Constante de absorção de oxigénio no higrómetro Krypton ( $m^3 g^{-1} cm^{-1}$ )
$K_s$	Coefficiente de difusividade aerodinâmica de um gás hipotético ( $m^2/s$ )
$K_V$	Coefficiente de difusividade aerodinâmica de calor latente ( $m^2/s$ )
$K_w$	Constante de absorção de vapor de água no higrómetro Krypton ( $m^3 g^{-1} cm^{-1}$ )
$K_{M,H,V}^*$	Factores de influência equivalentes aos coeficientes $K$ ( $m^2/s$ )
$l$	Comprimento de mistura (m)
$ly$	Largura média dos elementos na direcção perpendicular ao escoamento (m)
$L$	Comprimento de estabilidade de Monin-O bhukov (m)
$L$	Calor latente de vaporização (J/kg), escala de comprimento (m)

$L_d$	Radiação descendente de grande comprimento de onda ( $\text{W/m}^2$ )
$L_u$	Radiação ascendente de grande comprimento de onda ( $\text{W/m}^2$ )
$LE$	Fluxo turbulento de calor latente ( $\text{W/m}^2$ )
$LE_i$	Evapotranspiração imposta ( $\text{W/m}^2$ )
$LE_{eq}$	Evapotranspiração de equilíbrio ( $\text{W/m}^2$ )
$LE_{pot}$	Evapotranspiração potencial ( $\text{W/m}^2$ )
$m$	Humidade da madeira
$M$	Massa (Kg), Matriz de covariância, Número total de termos da função janela
$M_n$	Matriz de coordenadas
$M_o$	Peso molecular do oxigénio
$M_w$	Peso molecular da água
$n$	Número de amostras, Número de elementos numa área horizontal A, Número de camadas do coberto, Frequência cíclica (Hz.)
$n_{máx}$	Frequência máxima presente num sinal (Hz)
$N$	Taxa de dissipação de variância de temperatura
$N_b$	Frequência de Brunt-Väisälä
$p$	Pressão atmosférica (KPa), pressão estática
$\bar{P}$	Valor médio da pressão atmosférica
$P_c$	Produção de peso de cortiça
$Pe$	Número de Peclét
$P_w$	Produção de energia turbulenta de esteira
$q$	Humidade absoluta do ar ( $\text{Kg/m}^3$ )
$q_s$	Humidade absoluta de saturação ( $\text{Kg/m}^3$ )
$q_{esp}$	Humidade específica do ar (g/Kg)
$Q$	Dimensão hipotética de uma grandeza escalar ou vectorial
$Q_M$	Concentração de momento ( $\text{Kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )
$r_a$	Resistência aerodinâmica (s/m)
$r_{aM}$	Resistência aerodinâmica, da totalidade do coberto, à transferência de momento (s/m)

$r_{bV}$	Resistência adicional (s/m)
$r_{bM}$	Resistência aerodinâmica ao vapor de água (s/m)
$r_c$	Resistência de coberto (s/m)
$r_M$	Resistência aerodinâmica dum corpo isolado, à transferência de momento (s/m)
$r_{sj}$	Resistência estomática na camada $j$ (s/m)
$ru$	Rugosidade tridimensional
$R$	Constante dos gases perfeitos
$R_b$	Resistência laminar ao nível das superfícies foliares (s/m)
$Ri$	Número de Richardson
$Ri_f$	Número de Richardson de fluxo
$Ri_g$	Número de Richardson de gradiente
$Ri_m$	Número de Richardson de massa
$R_L(i)$	Função de correlação lagrangeana
$R_n$	Balanço radiativo ( $W/m^2$ )
$R_{nj}$	Balanço radiativo na direcção $j$ ( $W/m^2$ )
$s$	Distância de separação entre sensores
$S$	Concentração de gás hipotético ( $Kg/m^3$ )
$S_i$	Fracção de stress
$S_t$	Radiação solar total ( $W/m^2$ )
$S_x(n)$	Densidade de energia espectral da grandeza $x$ , em função da frequência cíclica
$t$	Intervalo de tempo
$t_1$ e $t_2$	Duração do percurso dos ultra-sons nos dois sentidos opostos(s)
$T$	Temperatura ambiente, Escala de tempo (s)
$T(0)$	Temperatura do ar à altura a que a velocidade do vento se anula (K)
$T_o$	Temperatura superficial do corpo (K)
$T_a$	Período de amostragem
$T_c$	Temperatura do coberto, Temperatura superficial do tronco
$T_i$	Fracção temporal
$T_S$	Temperatura obtida pelo anemómetro sónico (K)

$T_V$	Temperatura virtual (K)
$\overline{T_{veg}}$	Temperatura média da vegetação (K)
$T_*$	Temperatura de fricção (K)
$T_1$	Temperatura do ar ao nível $z_1$ (K)
$T_2$	Temperatura do ar ao nível $z_2$ (K)
$u(z)$	Velocidade horizontal do vento à altura $z$ (m/s)
$u_*$	Velocidade de fricção (m/s)
$u_1$	Velocidade do ar ao nível $z_1$ (m/s)
$u_2$	Velocidade do ar ao nível $z_2$ (m/s)
$u_3^m$	Componente vertical da velocidade do vento, afectada pelos erros de distorção e cross-talk (m/s)
$u_i$	Componente $i$ da velocidade do vento (m/s)
$U_c$	Velocidade média do vento entre a superfície e a altura de medições (m/s)
$U_1$	Valor médio da componente da velocidade do vento segundo o eixo do $x$
$U_{a1}$	Valor médio da componente da velocidade do vento segundo o eixo do $x$ , após contacto com os transdutores de medida (m/s)
$U_i$	Escoamento unidireccional, anterior ao contacto com os transdutores de medida (m/s)
$U_{ai}$	Escoamento unidireccional, após contacto com os transdutores de medida (m/s)
$v$	Tensão de saída do higrómetro Krypton (mV)
$v_o$	Tensão de saída do higrómetro Krypton, sem qualquer absorção de radiação (mV)
$V$	Velocidade média do vento (m/s)
$V_D$	Componente da velocidade do ar ao longo do espaço linear entre os dois transdutores (m/s),
$V_N$	Componente da velocidade do ar na direcção normal ao espaço entre os transdutores (m/s)
$w$	Componente vertical da velocidade do vento (m/s)
$x$	Designação geral de variável
$X$	Eixo coordenado
$Y$	Eixo coordenado
$z$	Altura (m)

$z_h$	Altura da camada limite planetária (m)
$z_i$	Altura da camada limite planetária diurna (m)
$z_0$	Comprimento de rugosidade (m)
$z_{0M}$	Comprimento de rugosidade para o momento (m)
$z_{0T}$	Comprimento de rugosidade para o calor sensível (m)
$z_{0V}$	Comprimento de rugosidade (m)
$z_r$	Altura do coberto utilizada para a estimativa dos termos de armazenamento (m)
$z_*$	Altura da subcamada rugosa, acima do nível $d$ (m)
$Z_*$	Altura total da subcamada rugosa (m)

### *Alfabeto grego*

$a$	Albedo
$a_{ko}$	Constante de Kolmogorov
$a_n$	Constante de ponderação do filtro digital
$b$	Razão de Bowen
$b_l$	Constante adimensional relativa à potência espectral da temperatura
$b_m$	Razão de Bowen calculada com base nos fluxos medidos de calor sensível e latente, utilizada nas correcções inerentes ao cálculo do fluxo de calor latente
$d_{ij}$	Delta de Kronecker
$D$	Taxa de variação da pressão de saturação com a temperatura do ar ( $\text{Pa K}^{-1}$ ), Variação discreta de grandezas escalares ou vectoriais
$Dc_m$	Calor de aquecimento dos componentes higroscópicos da madeira
$e$	Emissividade radiativa, nível de erro, símbolo algébrico de permutação, termo de dissipação turbulenta
$f$	Latitude ( $^\circ$ ), Ângulo horário
$f_{H, H1}$	Funções adimensionais de estabilidade térmica para o perfil de temperatura do ar
$f_{M, M1}$	Funções adimensionais de estabilidade térmica para o perfil vertical de velocidade do vento
$f_N$	Função empírica de dissipação

$f_p$	Função empírica de correlação de pressão
$f_t$	Função empírica de transporte
$f_{Ta}$	Ângulo de fase do ciclo diurno de temperaturas do ar
$f_V$	Função adimensional de estabilidade térmica para pressão de vapor
$f_e$	Função empírica de dissipação
$f_{M,H,V}^*$	Funções de influência equivalentes às funções $f$
$\Phi$	Variável escalar ou vectorial
$g$	Constante psicrométrica
$g_{M,H,V}$	Factores adimensionais para a caracterização aerodinâmica da subcamada
$G$	Gradiente adiabático seco
$h$	Ângulo referente à primeira rotação de coordenadas
$j_{M,H}$	Funções multiplicativas para a subcamada rugosa
$\vartheta$	Ângulo referente à segunda rotação de coordenadas
$k$	Difusividade térmica ( $m^2/s$ )
$K$	Número de onda
$L$	Ângulo entre o vector velocidade do vento e o espaço linear de percurso dos ultra- sons
$L_{u_i}$	Escala de comprimento integral euleriana
$m$	Energia específica para a fixação de $CO_2$ , Viscosidade ( $Kgm^{-1}s^{-1}$ )
$\nu$	Viscosidade cinemática ( $m^2 s^{-1}$ )
$\rho$	Constante
$q$	Temperatura potencial
$q_v$	Temperatura potencial virtual
$Q$	Velocidade angular de rotação da Terra
$r$	Massa específica ( $Kg/m^3$ )

$\Gamma_o$	Concentração absoluta de oxigénio ( $\text{Kg/m}^3$ )
$\Gamma_{veg}$	Massa específica da biomassa ( $\text{Kg/m}^3$ )
$\Gamma_{mad}$	Massa específica da madeira ( $\text{Kg/m}^3$ )
$S_x^2$	Variância da média duma série temporal, relativamente à média agregada
$S_Z(t)$	Desvio padrão da distância vertical percorrida pelas partículas
$S_x$	Desvio padrão de uma grandeza $x$ escalar ou vectorial
$t$	Tensão de corte, fluxo de momento ( $\text{Pa} = \text{Kgm}^{-1}\text{s}^{-2}$ ), desfasamento temporal
$t_s$	Constante de tempo dum sensor (s)
$\bar{t}_{u_i}$	Escala de tempo integral euleriana
$\bar{A}_L$	Escala de tempo lagrangeana (seg.)
$w$	Frequência diurna angular
$W$	Coefficiente de acoplamento
$x$	Parâmetro adimensional de estabilidade
$x_{0M}$	Valor de $x$ ao nível $z_{0M}$
$x_{0T}$	Valor de $x$ ao nível $z_{0T}$
$y_M(x)$	Função de similaridade para o perfil vertical de velocidades
$y_H(x)$	Função de similaridade para o perfil vertical de temperaturas

## *Prefácio*

A problemática relativa à caracterização físico-ambiental dos ecossistemas florestais, em termos de cálculo dos fluxos de massa e energia e estabelecimento do balanço energético, será uma vertente fundamental ao equacionamento da agricultura do século XXI em termos de modelação da respectiva produtividade e impactes ambientais. Os problemas de stress hídrico e de rigor microclimático, caracterizado por temperaturas elevadas e humidades relativas baixas, e de erosão do solo no Alentejo por via eólica e hídrica, assumem particular relevância no domínio da ecologia física do montado de sobro, que ocupa uma área da ordem de 600 000 ha, e na obtenção de cortiça, de que Portugal é o primeiro produtor mundial.

Neste âmbito, são importantes os estudos da problemática dos fluxos atmosféricos turbulentos e dos fenómenos processados na camada limite, localizada na zona de contacto da atmosfera com as diversas superfícies. Tais estudos são fundamentais para a compreensão da dinâmica das relações solo-planta-atmosfera e de algumas das variáveis subjacentes ao processo de evapotranspiração e à sustentabilidade económica da produção do montado de sobro nacional. É assim possível a obtenção de resultados de caracterização ambiental, com importância para diagnóstico, simulação e desenvolvimento de modelos, sobre tais matérias.

A presente Tese pretende ser um contributo à caracterização dos fluxos verticais de massa e energia ao nível da camada limite superficial do montado de sobro. O método experimental de covariância turbulenta é o mais utilizado para tais desideratos. A aplicação generalizada do método de covariância turbulenta é relativamente recente, da ordem de 10-12 anos, e particularmente em Portugal a aplicação de tal método aos ecossistemas florestais, como o montado de sobro, é ainda incipiente, sendo muito reduzido o número de referências em português sobre tal matéria. Esse método, devido à respectiva taxa de amostragem intensiva de 21Hz dos dados dos campos escalares e vectoriais atmosféricos durante os períodos de recolha de dados, permite não só uma quantificação precisa dos fluxos turbulentos, como também uma análise mais qualitativa da dinâmica dos fenómenos físico-atmosféricos que decorrem durante aqueles períodos de amostragem e que são subjacentes aos fluxos de massa e energia.

O referido método experimental, porque também diz respeito à camada limite do ecossistema, permite adicionalmente uma amostragem (escala de povoamento) espacial suficientemente significativa para englobar as interacções que sempre ocorrem ao nível da floresta,

possibilitando uma generalização expedita dos resultados à escala de povoamentos análogos, quanto a espécie e biologia dos indivíduos. Naturalmente que as medições relativas às escalas do povoamento deverão ser complementadas e comparadas com as medições ao nível das escalas foliares e das árvores.

As características indicadas para o método de covariância turbulenta, envolvendo dispêndio económico significativo em equipamento, conferem um valor acrescentado importante a este tipo de investigação. A aplicação eficiente do referido método implica o desenvolvimento de algum trabalho de optimização das condições operacionais e de adaptação do mesmo às condições logísticas e experimentais inerentes às situações concretas de enquadramento funcional das equipas e instituições científicas envolvidas.

Neste contexto, os objectivos visados com a estratégia experimental foram fundamentalmente a implementação do método de covariância turbulenta, para o cálculo em montado de sobre dos fluxos turbulentos de momento, avaliado pelas velocidades de fricção, vapor de água e calor sensível, simultaneamente a uma caracterização do balanço energético e da aerodinâmica do ecossistema. No âmbito de tais matérias pretendeu-se, em suma, uma adaptação ao montado de sobre dos métodos de instrumentação e análise de dados geralmente utilizados para os povoamentos florestais, possibilitando-se assim uma verificação e generalização ao povoamento de sobreiro, dos padrões normais do funcionamento físico-ambiental dos ecossistemas florestais.

Tendo em conta as condições referidas de incipiente aplicação nacional do método ao ecossistema em estudo, pensamos que os objectivos enunciados de quantificação precisa dos fluxos atmosféricos, de análise da dinâmica atmosférica à escala espacial a eles subjacente e de verificação da aplicabilidade dos padrões gerais de funcionamento físico-ambiental dos ecossistemas florestais ao montado de sobre, apresentam um carácter inovador suficiente para justificar o desenvolvimento do trabalho agora concluído.

A não disponibilidade dos recursos financeiros necessários à aquisição de mais equipamento e à ligação à rede eléctrica, bem como as carências logísticas associadas a questões de segurança que implicavam a montagem e desmontagem dos equipamentos em cada dia de recolha de dados. Estes factores, em associação com a pouca experiência nacional de utilização do método de covariância turbulenta à época de início do trabalho, acima referida, incutiram aos objectivos do mesmo um carácter estratégico de consolidação de princípios

teóricos e experimentais para respectiva aplicação otimizada e automática em etapas posteriores mais ambiciosas.

Tais objectivos implicariam a optimização das condições de operacionalidade do funcionamento conjunto dos sensores, quanto a factores como a altura de colocação, distância entre eles, factores de correcção para o cálculo dos fluxos e a gestão da informação obtida a distintas escalas de amostragem relativas aos campos médio e flutuações e análise espectral dos campos turbulentos. Considerou-se também como adequada aos ditos objectivos a escolha de um povoamento florestal plano e homogéneo, que foi o do montado de sobreiro de Rio Frio, quanto à distribuição dos indivíduos. Num tal tipo de coberto é menor a variabilidade espacial dos fenómenos turbulentos pelo que o delineamento experimental e o estudo da optimização das condições de funcionalidade do conjunto dos sensores são facilitados.

A recolha de dados foi feita em com base em campanhas de recolha de dados em torre de observação em dezasseis dias sem precipitação dos períodos de Maio a Outubro de 1997, 1998 e 1999. Tal metodologia experimental insere-se no contexto dos objectivos estratégicos acima mencionados e está de acordo com referências de trabalhos experimentais sobre fluxos de calor sensível e evapotranspiração em cobertos florestais, correspondentes a situações de equipamento experimental disponível equivalente ao nosso como Lee *et al.* (1993a, 1993b) (9 dias de dados), Kelliher *et al.* (1990, 1997) (4 e 8 dias de dados), Gash *et al.* (1999) (6 dias de dados), Verma *et al.* (1986) (6 dias de dados), Valente (1999) (6 dias de dados), Nunes (1998) (2 dias de dados), Lindroth (1985) (25 horas de dados) e Pattey *et al.* (1997) (29 dias de dados).

Pattey *et al.* (1997), referem a este respeito que "*...nonstop data collection is expensive and ensuring good data quality requires continuous technical effort. Intensive field campaigns provide high-quality snapshots of an ecosystem...*". Em situações de coberto vegetal plano e homogéneo, do nosso ponto de vista, os considerandos desses autores são reforçados na medida em que sob tais condições, como se referiu, se pode simplificar o delineamento experimental.

O método de covariância turbulenta permite igualmente a medição contínua dos fluxos atmosféricos verticais de gases como o dióxido de carbono, através de sensores adequados que não estavam disponíveis no período 1997-1999, de realização das medições para o presente trabalho. Contudo, pensamos que a experiência e o conhecimento científicos obtidos

com este trabalho constituíram um contributo para a participação actual da equipa nele envolvida no Programa internacional Carboeuroflux, numa linha de investigação relativa ao estudo dos fluxos atmosféricos de CO<sub>2</sub> nas florestas enquanto agentes de sumidouro de carbono, em que são aplicados alguns dos equipamentos e conceitos utilizados na elaboração desta Dissertação.

A estrutura da Dissertação compreendeu uma primeira fase entre os Capítulos 1 a 4 de abordagem de questões teóricas associadas às alíneas: i) caracterização geral da camada limite atmosférica, em virtude da respectiva influência no regime de evapotranspiração e na dinâmica espectral atmosférica, (Capítulo 1); ii) medição e modelação de balanço radiativo e termos de armazenamento por forma a que os fluxos turbulentos possam ser enquadrados no balanço energético global do ecossistema, (Capítulo 2); iii) utilização conjunta dos métodos de covariância turbulenta e aerodinâmico iterativo para medição dos fluxos atmosféricos, caracterização aerodinâmica do ecossistema com verificação de complementaridades entre esses métodos e regime vigente de evapotranspiração pela análise da equação de Penman-Monteith, (Capítulo 3- Secções 3.1 e 3.2); iv) estudo e definição de critérios de aplicação do método de covariância turbulenta quanto às particularidades mais relevantes, relativas quer à instrumentação disponível para utilização, quer às diversas correcções nos domínios temporal e de frequência (Capítulo 3 - Secção 3.3) e v) da caracterização dos fenómenos turbulentos pelas equações do escoamento e por processos como o método dos quadrantes, estudo espectral e avaliação das escalas de tempo e comprimento, (Capítulo 4).

Sobre as possibilidades de utilização conjunta dos métodos de covariância turbulenta e método aerodinâmico iterativo importa considerar que a medição do fluxo de calor latente pelo método aerodinâmico aerodinâmico é particularmente dificultada pela pouca sensibilidade dos respectivos sensores para a obtenção de gradientes verticais de pressão de vapor. Daí que o cálculo dos parâmetros aerodinâmicos de resistências aerodinâmica e de coberto, (esta última associada à dinâmica do funcionamento estomático) plano de referência de concentração de tensões e comprimentos de rugosidade dependa dos valores dos fluxos obtidos pelo método de covariância turbulenta, os quais possibilitarão a inversão das equações relativas ao método aerodinâmico iterativo (velocidade de fricção e calor sensível) e de Penman-Monteith (calor latente). Os valores calculados para esses parâmetros aerodinâmicos poderão ser então introduzidos nas referidas equações relativas ao método aerodinâmico iterativo e de Penman-Monteith para obtenção de novos valores dos respectivos fluxos que se

poderão comparar aos deduzidos pelo método de covariância turbulenta. Naturalmente que os parâmetros aerodinâmicos indicados são ferramentas fundamentais para análise da rugosidade do coberto, caracterização dos fluxos turbulentos e dos factores que controlam tais fluxos.

A implementação da equação de Penman-Monteith e análise de toda a dinâmica da evapotranspiração, em termos do cálculo dos factores de acoplamento e da influência dos factores ambientais e fisiológicos, carecem das medições/ou modelações citadas dos termos de radiação e de armazenamento.

No estudo do método de covariância turbulenta, realizado na Secção 3.3, são discutidos alguns aspectos relativos ao funcionamento dos respectivos sensores disponíveis para o presente trabalho, anemómetro tridimensional Solent Research e higrómetro Krypton. Nesse estudo, são também discutidos aspectos associados à aplicação de adequadas rotações de coordenadas e de correcções aos fluxos, como por exemplo as associadas à utilização dos valores de temperatura obtidos com o anemómetro sónico para o fluxo de calor sensível, ou as que se traduzem pela aplicação de funções de transferência espectrais para eventuais correcções decorrentes de diversa modalidades experimentais e de cálculo. Na secção 3.3 são também analisados critérios de qualidade das medidas dos fluxos, por via da estacionaridade dos dados, relações de semelhança dinâmica e fecho do balanço energético.

No Capítulo 5 é descrito o procedimento experimental com a caracterização do local de estudo, situado no montado de sobro em Rio Frio, onde se instalou a torre de observação com a instrumentação de medidas de caracterização microclimática e turbulenta, que ocorreram, como se referiu acima, em dezasseis dias no período 1997-1999. Nesse Capítulo são analisados os critérios e constrangimentos associados ao delineamento experimental. São também referenciados os cálculos que se realizaram para a obtenção dos componentes do balanço energético do montado, dos parâmetros aerodinâmicos, do controlo de qualidade dos dados, dos fenómenos intermitentes e da caracterização espectral.

No Capítulo 6 e Anexos são apresentados e discutidos os resultados. Os resultados são apresentados na forma de Gráficos e Tabelas e a respectiva discussão é feita quanto a dados microclimáticos, (Secção 6.1), análise de componentes do balanço energético, (Secção 6.2), análise do controlo de qualidade dos fluxos turbulentos e das condições de fecho do balanço energético, (Secção 6.3), análise do comportamento dos parâmetros aerodinâmicos e de

resistência do coberto, (Secção 6.4) e análise do transporte turbulento, (Secção 6.5). No Capítulo 7 são apresentadas as conclusões finais e sugeridas linhas de trabalho futuras.

## *1 - Características gerais da camada limite atmosférica*

A maior parte da massa da atmosfera, correspondente a cerca de 80% do seu peso (Cunha, 1977), localiza-se na troposfera, que é a camada que se estende da superfície da Terra até uma altura média de 11km e se caracteriza por um decréscimo vertical de temperatura segundo um gradiente médio de 0.65°C/100m.

A camada limite planetária é definida por Stull (1991), como a parte de troposfera que é directamente influenciada pela superfície da Terra e que responde a fenómenos e alterações nessa superfície, com um atraso máximo de uma hora.

Tais alterações são p.ex. as forças de atrito, a evapotranspiração, a transferência de calor sensível, a emissão de poluentes e as modificações do escoamento atmosférico induzidas por alterações topográficas da superfície. A espessura da camada limite é variável no tempo e no espaço oscilando de algumas centenas de metros até um a dois quilómetros.

O escoamento de ar, segundo Stull (1991), pode ocorrer nas grandes categorias de escoamento médio, turbulência e ondas. Tais categorias podem ocorrer ou em separado ou conjuntamente, actuando, independentemente, umas das outras.

O transporte horizontal de grandezas escalares ou vectoriais como sejam a humidade, calor, momento e poluentes é devido principalmente ao vento médio, sendo a turbulência o principal agente responsável pelo transporte vertical daquelas grandezas.

O vento médio horizontal é responsável pelo transporte advectivo rápido, a velocidades de 2 a 10m/s, que são gamas de valores bastante mais elevados que os correspondentes ao vento médio vertical da ordem de poucos mm ou cm/s. O efeito de fricção produz um retardamento no escoamento médio horizontal e uma diminuição da velocidade média à superfície.

As ondas são frequentemente observadas na camada limite nocturna e não apresentam, segundo Stull (1991), relevância quanto ao transporte de escalares como o calor sensível, humidade e poluentes, sendo mais importantes para o transporte de energia e quantidade de movimento. As ondas são originadas, p.ex., por interacção entre o escoamento médio e obstáculos ou propagação a partir de fontes, como trovões ou explosões, localizadas a grandes distâncias.

A turbulência ocorre a relativamente altas frequências junto à superfície, facto que torna a camada atmosférica inferior distinta do resto da atmosfera, onde as manifestações de fenómenos turbulentos são mais raras. Na atmosfera a turbulência de origem térmica coexiste com a turbulência mecânica, gerada por tensões tangenciais.

A turbulência atmosférica é estudada por decomposição das variáveis em componentes médias e flutuações ou perturbações. A componente média diz respeito aos efeitos dos campos médios de vento e temperatura enquanto a perturbação tem a ver como efeito de onda ou efeito turbulento que se lhes sobrepõem.

A turbulência atmosférica está associada a fenómenos como os vórtices do tipo térmico ou do tipo esteira, se formados a jusante dos obstáculos, ou os ventos formados por acção das forças de atrito das superfícies. Os vórtices maiores, segundo Stull (1991), são de escala dimensional da ordem da espessura da camada limite, variável entre 100 e 3000m de diâmetro.

A turbulência atmosférica é assim composta por vórtices de várias dimensões sobrepostos entre si. A análise espectral permite uma visão das contribuições fraccionais de cada uma dessas escalas de diâmetro turbilhonar.

A camada limite planetária é, em regra, mais estreita em regiões de alta pressão relativamente a regiões de baixa pressão. A subsidência e divergência a níveis inferiores, associadas a altas pressões, promovem a deslocação de ar das regiões de altas pressões para as regiões de baixas pressões. As zonas mais baixas estão frequentemente associadas a regiões sem nebulosidade. Nas regiões de baixas pressões os movimentos ascensionais transportam ar da camada limite da superfície para níveis mais elevados da troposfera, sendo difícil a distinção clara do topo da camada limite atmosférica.

A camada limite planetária pode ser separada, segundo Sutton (1953), em duas regiões. A inferior é a denominada camada superficial ou camada de fluxo constante com 50-100m de profundidade, abarcando os primeiros 10% da camada limite atmosférica, independentemente de se tratar da camada convectiva ou estável. A camada superficial é caracterizada por uma variação vertical de stress e fluxos turbulentos inferior a 10% do valor absoluto, sendo determinada principalmente por efeitos de fricção superficial e do gradiente vertical de temperatura e insensível aos efeitos da rotação da Terra. Segundo o mesmo autor, o vento nesta camada é determinado pelo campo de pressões de larga escala, embora também possa ocorrer alguma influência de variações locais de densidade do ar, como as associadas aos

denominados ventos catabáticos ou de drenagem nocturnos, provocados pelo escoamento gravitacional de ar frio e denso em depressões topográficas.

Acima da camada superficial, a camada limite então denominada camada exterior, camada espiral ou camada de Ekman, estendendo-se até cerca de 500-1000m, apresenta tensões de corte variáveis em altura, mantendo-se a dependência da fricção superficial e do gradiente vertical de temperatura. Nesta camada a turbulência interage com um escoamento médio que já é influenciado pela rotação da Terra. A representação vectorial da velocidade do vento na camada exterior apresenta uma forma geométrica em espiral denominada espiral de Ekman, cujo tratamento matemático é realizado por autores como Blackadar (1997).

A denominada atmosfera livre, onde os ventos sopram em equilíbrio geostrófico, localiza-se acima da camada limite, paralelamente às linhas isobáricas. Na atmosfera livre já não se faz sentir o efeito do atrito superficial, pelo que o escoamento de ar se assemelha ao de um fluido invíscido.

Uma expressão representativa da altura da camada limite em situações diurnas é segundo Kaimal *et al.* (1994), a seguinte:

$$z_h = 0.25 \left( \frac{u_*}{f_c} \right) \quad (1-1)$$

em que  $u_*$  é a velocidade de fricção e  $f_c$  o parâmetro de Coriolis, é dado por:

$$f_c = 2Q \text{sen } \phi \quad (1-2)$$

sendo  $Q$  a taxa de rotação da Terra, expressa em termos de velocidade angular e  $\phi$  a latitude do lugar. O valor de  $f_c$  é da ordem de  $10^4 \text{ s}^{-1}$ . A expressão (1-1) não contabiliza os fenómenos de subsidência e da evolução do gradiente vertical de temperatura que são fundamentais para a caracterização da camada limite.

A convecção é um mecanismo físico fundamental no processamento de trocas de energia na baixa atmosfera. A estrutura vertical da temperatura, expressa em termos das situações de neutralidade, estabilidade ou instabilidade térmica, é determinante para o tipo e extensão da actividade convectiva.

Em condições de neutralidade térmica, a taxa de arrefecimento das parcelas de ar ascendentes, dada pelo gradiente adiabático seco,  $G$ , de  $1^{\circ}\text{C}/100\text{m}$ , é igual ao gradiente de temperatura ambiental, pelo que não ocorrem diferenças de densidade entre essas parcelas e o ar circundante e a ascensão, até uma posição estacionária, é feita à custa do arrefecimento adiabático interno.

A expressão deduzida em Monteith *et al.* (1990), para o gradiente adiabático seco é a seguinte:

$$G = - \frac{g}{c_p} \quad (1-3)$$

sendo  $g$  a aceleração da gravidade e  $c_p$  o calor específico do ar a pressão constante.

O parâmetro  $G$  é o correspondente ao gradiente vertical de temperatura induzido pela força de gravidade, que existe num escoamento de uma parcela de ar, sem adições de calor exterior.

A situação de neutralidade térmica é transitória. Em condições de instabilidade térmica, mais vulgares e típicas da camada limite diurna de natureza convectiva, o gradiente de temperatura ambiental é maior que o gradiente adiabático seco, pelo que as parcelas de ar ascendente, que arrefecem segundo  $G$ , são mais quentes e menos densas que o ar ambiente sendo pois deslocadas, por efeito da impulsão, para regiões cada vez mais distantes da posição original.

Na situação de estabilidade térmica que ocorre principalmente à noite, o gradiente de temperatura ambiental é menor que o gradiente adiabático seco, pelo que as parcelas de ar ascendente são mais frias e densas que o ar circundante e tendem a regressar ao ponto de partida.

Os limites superiores para estes dois estados de instabilidade e estabilidade atmosférica definem as profundidades das camadas limites diurna e nocturna. A tais espessuras são frequentemente atribuídos na literatura os símbolos de  $z_i$  e  $h_n$ , respectivamente. O parâmetro  $z_i$  é, como veremos, fundamental em análise de semelhança da dinâmica espectral da atmosfera.

O conceito de temperatura potencial,  $\theta$ , é fundamental para quantificar as situações descritas de estabilidade atmosférica. A temperatura potencial é definida como a temperatura que uma

parcela de ar à temperatura absoluta  $T$  e pressão  $p$ , apresentaria se fosse transportada, de forma adiabática, para o nível de pressão de 100KPa.

Kaimal *et al.* (1994), apresentam a seguinte equação para relacionar as temperaturas actual e potencial das parcelas de ar e respectivos gradientes:

$$\frac{\partial q}{\partial z} = \left( \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{g}{c_p} \right) \quad (1-4)$$

equivalente a:

$$q = T + G z \quad (1-5)$$

Uma vez que o comportamento adiabático das parcelas de ar é função da pressão exterior, a temperatura potencial, pela expressão (1-5), permite comparar temperaturas de parcelas de ar, segundo Oke (1992), a diferentes pressões.

A camada limite diurna, também designada por convectiva ou de mistura, apresenta uma camada superficial instável em que  $\partial q / \partial z < 0$ , uma zona de homogeneização convectiva em que os gradientes verticais desaparecem, sendo  $\partial q / \partial z = 0$  e uma zona de inversão superior com  $\partial q / \partial z > 0$  que serve de tampão aos movimentos atmosféricos ascendentes.

Esse efeito tampão é responsável pelo fenómeno de retenção convectiva que consiste na recirculação descendente das parcelas de ar quente, com a conservação e homogeneização mecânica, no interior da camada limite, dos calores sensível e latente e dos poluentes libertados à superfície.

A camada limite atmosférica evolui continuamente em resposta ao aquecimento ou ao arrefecimento da superfície, sendo possível, considerando superfícies terrestres e latitudes médias, uma caracterização sumária dos padrões diários principais da sua variação, descrita em referências com Kaimal *et al.* (1994) e Stull (1991). Assim, cerca de 30min. após o nascer do Sol, desenvolve-se uma camada limite convectiva de mistura junto ao solo em consequência do aquecimento radiativo da superfície e do ar adjacente. O crescimento da camada limite continua ao longo do período matinal, misturando e retendo ar da atmosfera superior menos turbulenta e atingindo uma altura de 1 a 2Km após o meio da tarde.

A inversão noturna, que prevalecia antes do nascer do Sol, evolui entretanto para uma camada de topo, subindo com a camada convectiva à medida que a mesma cresce na vertical. Nessa camada de topo ocorre um aumento vertical da temperatura do ar ou inversão térmica. A inversão de topo ou tecto pode permanecer ao mesmo nível durante o dia, ou descer na forma de inversão de subsidência.

Não obstante a camada limite de mistura se poder desenvolver em condições de vento forte, pode considerar-se que, em geral, a turbulência de tal camada é de origem predominantemente convectiva. As fontes convectivas incluem, segundo Stull (1991), a transferência de calor proveniente de uma superfície aquecida e o arrefecimento radiativo do topo da camada nebulosa, gerando-se, respectivamente, plumas térmicas de ar ascendente e plumas térmicas de ar frio. Essas estruturas, com escalas de comprimento equivalentes à da camada limite convectiva, podem ocorrer em simultâneo e são, segundo Oke (1992), os principais agentes de transporte e mistura, ascendente e descendente, das grandezas escalares e vectoriais pelo ar entre a superfície e a camada tecto de inversão. Como se referirá, a dinâmica do transporte de calor e massa ao nível desta camada convectiva é fundamental para a caracterização das condições de acoplamento dos regimes de evapotranspiração para com a atmosfera adjacente.

A figura 1.1 permite uma visão geral dos gradientes verticais de temperatura e velocidade do vento, bem como dos regimes de circulação devidos às estruturas turbulentas no interior da camada convectiva de mistura limitada no topo pela camada de inversão.

A par da convecção, que é o mecanismo dominante, as forças tangenciais de corte contribuem igualmente para a turbulência na camada de mistura. Segundo Stull (1991), as tensões tangenciais têm origem em zonas de interface de densidades em regime laminar, vão aumentando até um nível crítico, a partir do qual o escoamento se torna instável, com formação de ondas denominadas de Kelvin-Helmoltz. Nestas ondas, o fluido menos denso é enredado em fluido mais denso, segundo um mecanismo estaticamente instável e descontínuo no espaço. As diversas formas de instabilidade geram turbulência promotora de difusão de quantidade de movimento, a qual vai homogeneizando o sistema e reduzindo as forças de corte, entre as várias camadas adjacentes de fluido.

Na ausência de interações dinamizadoras dessas forças tangenciais, a turbulência nas zonas de interface vai diminuindo e o escoamento retorna a regime laminar. Em caso contrário, esta forma de turbulência pode prolongar-se por horas ou dias. Esta sequência de formação de

ventos de corte é característica da denominada turbulência em céu claro, ocorrendo mais vulgarmente em condições de estabilidade térmica.

Fig. 1.1 - Representação esquemática da camada limite convectiva, quanto a perfis de velocidade do ar e temperatura potencial, mecanismos de circulação atmosférica e camada de topo de inversão térmica (adaptado de Kaimal *et al.* (1994))

As velocidades do vento no interior da camada de mistura são subgeostróficas, com a direcção do vento a atravessar as linhas isóbaras segundo ângulos reduzidos e no sentido das baixas pressões. Esses ângulos vão aumentando até valores da ordem de  $45^\circ$  próximos da superfície. A zona média da camada de mistura apresenta velocidades e direcções do vento aproximadamente constantes, sendo a velocidade decrescente em altura até um valor praticamente nulo à superfície. Neste contexto, o perfil de velocidade de vento na camada superficial apresentará a forma logarítmica.

Na camada limite convectiva a inversão superior funciona, como se referiu acima, como um obstáculo aos movimentos verticais de massas de ar. Os gradientes verticais mais acentuados de direcção, temperatura e velocidade média de vento ocorrem nos 10% inferiores da camada limite convectiva; nos 90% restantes dessa camada os gradientes verticais são diluídos pela agitação vigorosa promovida pela convecção.

De acordo com Kaimal *et al.* (1994), os valores médios das grandezas escalares e vectoriais, à altura  $z_i$  da camada limite convectiva, deixam de ser da ordem de grandeza dos congéneres, tendendo para os correspondentes à atmosfera livre.

A humidade do ar, segundo Stull (1991), decresce em altura no interior da camada de mistura, como consequência da evapotranspiração superficial, por um lado e da incorporação de ar seco proveniente dos níveis superiores, por outro. Os poluentes tendem a concentrar-se mais

aos níveis inferiores da camada de mistura, em função da capacidade de transporte das plumas térmicas. A impossibilidade das plumas térmicas em penetrar a camada de inversão no topo é determinante para que as concentrações de poluentes ao nível da atmosfera livre, sejam baixas.

Cerca de meia hora antes do pôr do Sol, as plumas térmicas deixam de se formar, ocorrendo uma redução da turbulência na camada de mistura. A camada de tecto enfraquece formando uma estrutura descontínua, com formação de uma ou várias camadas de inversão mais finas. Ocorre simultaneamente uma quebra brusca dos movimentos turbulentos, à medida que as plumas térmicas perdem a sua energia junto à superfície, onde tem então início o arrefecimento radiativo.

A camada de ar resultante, normalmente denominada camada residual, apresenta valores médios de grandezas escalares e vectoriais de ordem de grandeza análoga à camada de mistura, entretanto dissolvida, que lhe deu origem. A camada residual apresenta estratificação neutra com uma turbulência de igual intensidade em todas as direcções, segundo Stull (1991), pelo que as plumas de agentes químicos apresentam um padrão de dispersão homogéneo podendo reagir entre si, formando aerossóis ou partículas que eventualmente precipitam.

A camada residual nunca contacta directamente com a superfície, não sendo pois afectada pelo transporte turbulento das grandezas dela dependentes.

O ar frio superficial nocturno é, de acordo com Kaimal *et al.* (1994), transportado na direcção ascendente, por turbulência mecânica, formando-se uma inversão que à meia-noite se estende a uma altura de 100-200m de altura acompanhada, mais abaixo, de uma camada superficial fina. A turbulência nocturna é de origem mecânica com turbilhões de reduzida escala de dimensões, podendo, segundo os mesmos autores, o nível de velocidade máxima do vento ser localizado acima ou dentro da camada de inversão.

Com o decorrer da noite, a zona inferior da camada limite vai evoluindo para a denominada camada limite estável, caracterizada por apresentar uma atmosfera estável com pouca turbulência.

Podem, no entanto, formar-se a alturas superiores à inversão nocturna ventos rápidos supergeostróficos, denominados jactos nocturnos, relacionados com o movimento de rotação da Terra e que, de acordo com Kaimal *et al.* (1994), ao longo da noite se movem de forma

descendente. Desta forma, enquanto o ar estável tende a suprimir a turbulência, os jactos nocturnos exercem efeito contrário, preferencialmente em fenómenos intensos e rápidos promotores de processos de mistura na camada limite estável.

A camada limite estável raramente atinge um estado de equilíbrio equivalente ao da camada limite convectiva. Os perfis de vento e temperaturas médias continuam a desenvolver-se durante a noite, podendo inclusive formar-se ventos de drenagem já referidos, bem como outras formas de onda gravítica internas que vão aparecendo e coalescendo. Ao nascer do Sol estas perturbações turbulentas vão sedimentando, reiniciando-se o ciclo e formação da camada limite convectiva. O topo superior da camada limite estável, não é tão claramente distinto como o da camada limite convectiva. Os níveis de turbulência, de acordo com Kaimal *et al.* (1994), decrescem com a altura em consequência da conjugação dos fenómenos de estabilidade estática e da redução das tensões tangenciais.

Na figura 1.2 estão apresentados alguns aspectos mencionados para a camada limite estável nocturna.

Fig. 1.2 - Representação esquemática da camada limite estacionária, representativo da camada residual, estrutura vortical, perfis de temperatura potencial e velocidade do ar e camada de inversão do topo (adaptado de Kaimal *et al.* (1994))

Considera-se, como regra geral, que a altura da camada limite nocturna,  $h_n$ , é a que corresponde a uma turbulência da ordem de 5% relativamente aos valores de superfície, embora a correspondência entre esse conceito geral e a altura efectiva da inversão e/ou máxima velocidade do vento, dependa do historial da evolução da camada limite estável. As alturas consideradas como normais, por autores como Kaimal *et al.* (1994), para  $h_n$  e  $z_i$  são da ordem de 100-200 e 1000-2000m, respectivamente.

## 2 - O balanço radiativo e o armazenamento térmico nos ecossistemas florestais

O balanço energético é uma aplicação da primeira Lei da Termodinâmica aos diversos sistemas, em que os sumidouros são a radiação na gama do infravermelho, a convecção e a evapotranspiração e as fontes são as principais componentes da radiação solar. O conceito de balanço energético vem sintetizar as metodologias normalmente utilizadas para os principais processos envolvidos na física das superfícies de cobertura vegetal.

A temperatura de qualquer componente do ecossistema é o resultado do balanço entre os inputs e outputs de energia. A variação temporal de energia nos vários componentes do ecossistema é de natureza estacionária ou transiente.

A equação do balanço energético pode escrever-se na seguinte forma geral:

$$R_n = H + LE + G + J \quad (2-1)$$

sendo  $R_n$  o balanço radiativo,  $H$  o fluxo de calor sensível convectivo,  $LE$  o fluxo de calor latente,  $G$  o fluxo de calor no solo e  $J$  o fluxo de energia armazenada sob as formas física e bioquímica no ar e vegetação, respectivamente. Em condições de instabilidade térmica, de acordo com Laubach *et al.* (1998), os fluxos turbilhonares de calor sensível e latente são ascendentes. Adiante será dada alguma atenção aos termos  $H$  e  $LE$ .

Em traços gerais, pode dizer-se que durante o período diurno o balanço radiativo é o principal input ou fonte de energia em situações não advectivas. O termo  $R_n$  é então dominado pelas trocas de radiação de curto comprimento de onda, funcionando o respectivo coeficiente de reflexão como um importante regulador do balanço dessa gama de radiação. A radiação disponível, definida como a diferença  $R_n - J - G$ , é gasta nos fluxos turbulentos de calor latente e sensível.

Nos ecossistemas florestais, a distribuição de energia pelos vários sumidouros depende da interacção entre factores físicos e fisiológicos, como sejam a disponibilidade de água e energia, os valores dos gradientes de concentração de vapor de água e temperatura entre a superfície e o ar, a intensidade do movimento turbulento e os parâmetros de resistência aerodinâmica e de coberto.

Thom (1975), especifica que num coberto vegetal, uma camada compreendida entre os níveis arbitrários  $z$  e  $z+dz$ , é considerada como fonte de calor sensível, p.ex., se o respectivo fluxo de saída dessa camada for superior ao fluxo de entrada, ou seja se houver divergência do fluxo. Ao contrário, a referida camada é definida como sumidouro se o fluxo de entrada for superior ao de saída ou seja se ocorrer convergência do fluxo. Do mesmo modo, segundo o mesmo autor, um fluxo ascendente é de sinal positivo e um fluxo descendente é de sinal negativo.

Confirmando a importância dos factores locais, Anthoni *et al.* (2000), referem uma dificuldade em justificar, em condições de céu limpo no Verão, fluxos de energia da ordem de 20-30% em consequência da diferença de temperaturas superficiais dos componentes dum ecossistema arbóreo esparso.

À noite, o sumidouro de energia é constituído pelas perdas de radiação de grande comprimento de onda, as quais são determinadas pela temperatura das superfícies e pelas respectivas emissividades. As fontes, para a superfície assim arrefecida, são a energia armazenada no solo que circula por condução em sentido ascendente, bem como os ganhos descendentes de calor latente sob a forma de condensação e de convecção de calor sensível associada ao fenómeno de inversão térmica.

O balanço radiativo do ecossistema pode ser representado por uma equação do tipo:

$$R_n = (1-a)S_t + L_d - L_u \quad (2-2)$$

em que  $S_t$  é a radiação solar total (directa + difusa) de onda curta, compreendida nas bandas de 0.15-3mm,  $L_d$  e  $L_u$  a radiação de grande comprimento de onda, típica do sistema Terra-Atmosfera, compreendida entre os 3mm e os 100mm descendente, e ascendente, respectivamente, e  $a$  o coeficiente de reflexão do coberto vegetal (albedo).

De acordo com Monteith *et al.* (1990), os termos da equação (2-2), relativos à radiação de grande comprimento de onda, são estimados pelas expressões seguintes:

$$L_d = 213 + 5.5T \quad (2-3)$$

$$L_u = 320 + 5.2T \quad (2-4)$$

sendo  $T$  a temperatura do ar, expressa em °C.

A intensidade de radiação solar máxima ocorre ao comprimento de onda de  $0.48\mu m$ . O albedo varia inversamente com a altura solar e depende também de características da superfície como o tipo de vegetação, a estrutura e a humidade do solo.

As medidas do balanço radiativo, necessárias p.ex. à aplicação do método Bowen para estimação da evapotranspiração, devem ser feitas directamente sobre o sistema que se pretende caracterizar, devido aos efeitos das diversas superfícies e da variabilidade dos coeficientes de reflexão.

As superfícies naturais terrestres, p.ex. solos, relva, floresta, neve, são quase corpos negros com emissividades,  $\epsilon$ , superiores a 0.9, pelo que a reflexão de radiação de grande comprimento de onda é inferior a 0.1. O albedo das mesmas superfícies é mais variável, sendo máximo da ordem de 95% em neve fresca. Uma superfície florestal apresenta albedos da ordem de 0.05-0.2.

De acordo com Oke (1992), as principais trocas de radiação num coberto florestal estão associadas com a camada de copas, sendo a zona de troncos menos relevante para tal efeito. A camada de copas pode ser comparada a uma folha gigante, a qual atenua a intensidade de radiação de curto comprimento de onda, em percentagens que poderão ir de 5% a 20% do total da radiação solar incidente sobre o topo do coberto. A difusão de radiação no interior das copas é também significativa, podendo ocorrer um acréscimo da fracção de radiação difusa de 15% para 46%, antes e depois da transmissão pela camada de copas.

A radiação que emerge da camada de copas apresenta alterações na sua composição espectral que a tornam fotossinteticamente menos activa. Esse facto associado à menor intensidade radiativa, é limitativo da produtividade e diversidade da vegetação localizada sob o coberto florestal.

Os albedos florestais são, em média, mais baixos que os relativos a outros cobertos vegetais. Os dados apresentados em referências como Oke (1992), apontam para um albedo da ordem de 0.26 para relvado rasteiro, 0.18-0.25 para culturas agrícolas e 0.05-0.2 para cobertos florestais. Em regra, segundo o mesmo autor, os albedos são inferiores para as resinosas, da ordem de 0.05-0.15, maiores para as folhosas de folha caduca, da ordem de 0.15 e superiores para as folhosas de folha persistente, da ordem de 0.2.

A redução do albedo em ecossistemas florestais será devida a absorção de radiação por reflexões internas múltiplas no interior dos copados. A maior retenção de energia solar de curto comprimento de onda induzirá o aquecimento do copado e uma maior emissividade de radiação de grande comprimento de onda. Essa radiação é prontamente absorvida pelo meio adjacente, funcionando como um agente que ameniza ambientes rigorosos de baixa temperatura atmosférica.

O carácter moderador do coberto florestal no microclima em termos de efeitos nos regimes de temperatura do ar, solo e na retardação pelas copas no campo de velocidades do vento sob o coberto, especialmente em dias quentes de Verão sem nebulosidade, é também evidenciado por Morecroft *et al.* (1998).

O termo de armazenamento  $J$ , da equação (2-1), pode ser decomposto na forma:

$$J = J_H + J_V + J_{veg} + J_{bi} \quad (2-5)$$

em que os termos  $J_H$ ,  $J_V$ , são, respectivamente, os termos de variação de calor sensível e calor latente na coluna de ar compreendida entre o solo e o plano  $d$  de referência de concentração de tensões, adiante definido (pág. 27). Os termos  $J_{veg}$  e  $J_{bi}$ , correspondem à energia de armazenamento na biomassa e metabólica, respectivamente. Esses termos, de acordo com autores como Aston (1985) e Thom (1975), podem escrever-se sob as formas seguintes:

$$J_H = \int_0^d r c_p \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} dz \quad (2-6)$$

$$J_V = \int_0^d \frac{r c_p}{g} \frac{\partial \bar{e}}{\partial t} dz \quad (2-7)$$

$$J_{veg} = \int_0^d r_{veg} c_{veg} \frac{\partial \bar{T}_{veg}}{\partial t} dz \quad (2-8)$$

$$J_{bi} = \int_0^d m \frac{\partial \bar{A}_{CO_2}}{\partial t} dz \quad (2-9)$$

sendo,  $r_{veg}$  a massa específica da biomassa,  $c_{veg}$  o calor específico da biomassa,  $\bar{T}_{veg}$  a temperatura média da vegetação,  $g$  a constante psicrométrica,  $e$  a pressão parcial de vapor,  $m$  a

energia específica de fixação de  $\text{CO}_2$  ( $1.15 * 10^4 \text{ J g}^{-1}$ ) e  $\bar{A}_{\text{CO}_2}$  o balanço de assimilação média (fotossíntese menos respiração) de dióxido de carbono pela comunidade vegetal.

Nos ecossistemas florestais os termos de armazenamento energético, numa base horária, são importantes. Segundo autores como Aston (1985) e McCaughey (1985), a ordem de grandeza para os termos de armazenamento em cobertos florestais é de 5 a 10% do balanço radiativo. Denmead *et al.* (1985), com base em dados de povoamento de resinosas na Austrália, refere valores para  $J_{veg}$  superiores a 10% de  $R_n$ . À noite, os termos de armazenamento no solo e biomassa podem, em termos horários, ser da mesma ordem de grandeza do balanço radiativo. Tais termos não serão significativos numa base de medidas de 24 horas, em que ocorre o cancelamento entre o armazenamento libertado à noite e o acumulado de dia.

Os termos  $J_H$  e  $J_V$  são avaliados pelas equações (2-6) e (2-7) a partir das flutuações de temperatura e humidade no ar da camada do coberto abaixo da camada limite superficial. Estes termos, de acordo com autores como Denmead *et al.* (1985) e Geiger (1990) são de reduzida importância podendo, contudo, ser significativos quando o volume de ar delimitado pelo povoamento for substancial (Oke, 1992).

Em termos diários, o termo de armazenamento de calor sensível segue um padrão descrito por referências como McCaughey *et al.* (1988). Estes autores, com base em medições realizadas em povoamento misto de folhosas no Petawawa National Forestry Institute, Canadá, verificaram que, em condições de céu limpo, o referido termo é máximo de manhã, com o aquecimento iniciado ao nascer do Sol, após o que o referido termo vai decrescendo até ao fim da tarde. Já o termo de armazenamento de calor latente na atmosfera do copado, apresenta uma oscilação irregular traduzindo um padrão errático.

O termo  $J_{bi}$ , ao longo do dia, pode considerar-se desprezável de acordo com a informação de Thom (1975), Valente (1999) e McCaughey (1985). Lee *et al.* (1993b), referem, no entanto, que a não consideração do termo de gasto fotossintético, concorre para um aumento de 1 a 4% da energia disponível calculada, facto que contribuirá para as condições desfavoráveis do fecho do balanço energético, derivadas por esses autores para um coberto de resinosas.

Para efeitos de cálculo do armazenamento térmico na biomassa, McCaughey *et al.* (1988) consideram que numa floresta homogénea, composta de árvores da mesma idade e de uma única espécie florestal, o comportamento térmico de uma árvore representa a totalidade da população.

Numa base horária, os termos de armazenamento nas copas e troncos, segundo McCaughey (1985), são mais significativos de manhã ou ao fim da tarde, quando o balanço radiativo varia mais rapidamente.

A heterogeneidade da biomassa dum coberto florestal como o montado de sobro, leva a decompor o respectivo termo de armazenamento,  $J_{veg}$ , em componentes relativas ao tronco,  $J_{tr}$  e relativas às folhas e ramos  $J_{copa}$ .

A inércia térmica dos troncos, derivada do seu volume e massa e baixa difusividade térmica, provoca desfasamentos entre a temperatura do ar e as temperaturas dos troncos medidas no sentido radial. Um método para estimar  $J_{tr}$  é o indicado por Moore *et al.* (1986) para o cálculo do fluxo radial de calor num cilindro semi-infinito com um regime diário de temperatura sinusoidal. Considerando, como fazem Lee *et al.* (1993b) e Valente (1999), que a temperatura da superfície dos troncos é igual à temperatura do ar, a taxa de armazenamento de calor,  $F_r$ , através de uma unidade de área da superfície de um tronco à altura  $z$ , virá então:

$$F_r = \sqrt{W c_r k_r} A_{Ta} \cos(W t + \hat{f}_{Ta} + \pi/4) \quad (2-10)$$

em que  $W$  é a frequência diurna angular igual a  $\pi/12$ ,  $A_{Ta}$  é a amplitude diária da temperatura do ar,  $\hat{f}_{Ta}$  o ângulo de fase do ciclo diurno de temperaturas do ar,  $c_r$  o calor específico do tronco por unidade de volume e  $k_r$  a condutividade térmica do tronco. A expressão (2-10) pressupõe ainda que para cilindros de raio superior a 14cm o valor de  $F_r$  é aproximadamente igual ao de uma placa semi-infinita.

Natividade (1950) apresenta um modelo de produção de peso de cortiça,  $P_c$  em Kg, em função da circunferência à altura do peito,  $CAP$  em metros:

$$P_c = 76.881CAP - 47.185 \quad (2-11)$$

A partir da equação (2-11), é possível inferir valores para a fracção mássica de cortiça nos troncos, necessária aos cálculos relativos à equação (2-10).

A humidade das pranchas de cortiça amadia varia entre a barriga e a superfície exterior segundo um padrão que pode ser estimado a partir dos resultados de Carvalho (1985) e de Tomé *et al.* (1999). Admitindo que a taxa de armazenamento de calor,  $F_{tr}$ , não varia em altura

e definindo o índice de área de tronco,  $IAT$ , como a área de tronco por unidade de área de solo, virá, segundo Valente (1999), para  $J_{tr}$  o seguinte valor:

$$J_{tr} = IAT F_{tr} \quad (2-12)$$

Considerando que o regime de temperatura das folhas e ramos está acoplado instantaneamente ao regime de temperatura do ar, o termo  $J_{copa}$  pode ser escrito na forma:

$$J_{copa} = \int_0^d \Gamma_{veg} C_{veg} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} dz \quad (2-13)$$

em que  $\Gamma_{veg}$  e  $C_{veg}$  são os termos relativos à fracção de biomassa correspondente às folhas e ramos.

Para a resolução de uma equação do tipo de (2-13), são necessários valores de temperatura de superfície dos troncos, bem como o cálculo dos calores específicos dos componentes da copa, para ponderação com as respectivas massas específicas.

Páscoa *et al.* (1986), apresentam tabelas de peso de podas em sobreiro, que permitem inferir uma aproximação à composição mássica da copa segundo as fracções lenha e rama. A primeira agrega a biomassa do tipo madeira, cortiça virgem e casca, correspondente aos ramos de maiores dimensões e a segunda agrega os ramos de menores dimensões e folhas. Considerando que os sobreiros do montado de Rio Frio apresentam copas volumosas, considerou-se que os dados apresentados pelos mesmos autores, corresponderiam a uma remoção severa de 40% da copa. Páscoa *et al.* (1986), apresentam igualmente valores representativos dos teores de humidade dos componentes da biomassa das copas, necessários ao cálculo dos respectivos calores específicos.

De acordo com Ventura (1992), o calor específico da casca de uma árvore,  $C_c$ ,  $KJ/Kg^{\circ}K$ , é dado por uma equação do tipo:

$$C_c = 1.3909 - 0.00108 T_c + 0.0000215 T_c^2 \quad (2-14)$$

sendo  $T_c$  a temperatura superficial do tronco.

A variação do calor específico da madeira com a humidade,  $m$ , é dada, de acordo com Moore *et al.* (1986), pela expressão seguinte:

$$c_{mad} = \frac{c_m + c_w m}{1 + m} + \Delta c_m \quad (2-15)$$

em que o calor específico da madeira seca,  $c_m$ , vem dado por:

$$c_m = 4.85T + 1113 \text{ JKg}^{-1}\text{K}^{-1} \quad (2-16)$$

Na equação (2-15) as constantes  $c_w$  e  $\Delta c_m$  correspondem ao calor específico da água e ao calor necessário ao aquecimento de material higroscópico,  $4184$  e  $335 \text{ JKg}^{-1}\text{K}^{-1}$ .

A expressão (2-15) pode ser aplicada à cortiça por substituição de  $c_m$  pelo calor específico da cortiça seca que, segundo Fortes (1989), é de  $350 \text{ JKgK}$ , e por remoção de  $\Delta c_m$ . O calor específico da fracção rama da copa do sobreiro compreendendo folhas e ramos mais pequenos é, adoptando os valores de Aston (1985), da ordem de  $2400 \text{ JKgK}$ .

O calor específico,  $c_{vmad}$ , expresso em unidades de volume, vem dado a partir de  $c_{mad}$ , por:

$$c_{vmad} = \gamma_{mad}(1+m)c_{mad} \quad (2-17)$$

A expressão (2-17) aplica-se a qualquer outro tipo de biomassa. Segundo Incropera *et al.* (1990), pode considerar-se como válido para uma madeira de carvalho seca ao ar, um valor de calor específico de  $2385 \text{ JKgK}$ .

O valor da condutividade térmica da cortiça é, segundo Fortes (1989), da ordem de  $0.045 \text{ W/mK}$ . A variação da condutividade térmica,  $k_{lc}$ , com a humidade e massa específica,  $\gamma$ , dos materiais lenho-celulósicos incluindo a cortiça, segundo Moore *et al.* (1986), vem dada por:

$$k_{lc} = [\gamma (2 + 5.5m) + 238] * 10^4 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1} \quad (2-18)$$

O comportamento térmico do solo apresenta um carácter transiente por existir desfasamento entre a variação das temperaturas do ar e do solo. De acordo com Oke (1992), a evolução

temporal da temperatura do solo obedece a um padrão variável com a profundidade. A variação da temperatura do solo adjacente à superfície, segue um padrão sinusoidal, semelhante ao da temperatura do ar. A onda térmica diurna estende-se, na maioria dos solos, até 75cm de profundidade, com decréscimo exponencial da sua amplitude.

A condutividade térmica do solo depende da condutividade das partículas de solo, porosidade e teor de humidade. Segundo Oke (1992), o armazenamento térmico no solo florestal é mais importante quando a radiação solar atinge o solo sem grandes alterações na sua intensidade ou composição espectral. A Fig.2.1 permite apreciar a variação diária do termo de armazenamento de calor no solo, obtida por Ogée *et al.* (2001) em pinhal nas Landes francesas.

Fig. 2.1 - Variação diária do armazenamento térmico no solo em pinhal (adap. de Ogée *et al.* (2001))

O valor do fluxo de calor no solo pode ser medido directamente ou modelado. Em condições de ausência de medidas de perfis de temperatura representativos, uma expressão para o fluxo de calor no solo é apresentada em Sutton (1953):

$$G = 0.01 + 0.098 \sin(\bar{f} + 300) \quad (2-19)$$

sendo  $\bar{f}$  dado por  $360^\circ t/24$ , em que  $t$  representa o intervalo de tempo em horas após a meia-noite. O fluxo de calor no solo,  $G$ , vem dado por (2-19) em  $g \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ .

Pela observação de dados apontados sob a forma gráfica em Geiger (1990), pode adoptar-se uma expressão semelhante para o termo de  $J_{copa}$ , expressa em unidades SI, alternativa a (2-13):

$$J_{copa} = ((0.01 + (A_{copa} \text{sen}((6.28 * t / 24) + 3.5))) / 0.2388) * 10000 / 60 \quad (2-20)$$

sendo  $A_{copa}$  a amplitude horária do armazenamento energético das copas. A amplitude do armazenamento térmico das copas pode ser calculada a partir de (2-13).

McCaughey *et al.* (1988) e Valente (1999), estabelecem sobre a relações lineares entre a temperatura média do ar e o somatório dos termos de armazenamento de calor sensível na camada de ar junto ao solo e de armazenamento na vegetação. A expressão proposta por esses autores é a seguinte:

$$J_{copa} + J_H = 16.31 \frac{dT}{dt} - 0.17 \quad (2-21)$$

Dispondo de dados sobre a variação temporal de temperatura do ar, uma expressão deste tipo permite avaliar os resultados de modelos como (2-21). Aston (1985), apresenta um modelo semelhante para eucaliptal. O modelo linear (2-21) é representado na fig.2.2.

Fig. 2.2 - Relação entre o somatório do armazenamento de energia na vegetação com o armazenamento de calor sensível na camada de ar ao nível do copado e a variação de temperatura do ar (adap. de McCaughey *et al.* (1988)).

### 3 - Métodos experimentais para avaliação dos fluxos turbulentos

- 3.1 - Método aerodinâmico

#### 3.1.1 - Considerações gerais

A grandeza dos fluxos atmosféricos de massa e energia sobre os cobertos vegetais, de que são exemplo os que se relacionam com as perdas de água e erosão dos solos, está estritamente dependente dos processos ao nível da biosfera no volume de controle de que a base é a camada subsuperficial do solo e o topo é a atmosfera adjacente ao coberto. A zona atmosférica envolvida nos fluxos, cujo estudo interessa para este efeito realizar é a denominada camada superficial ou camada de fluxo constante, correspondente, segundo Panofsky (1974), aos primeiros trinta metros de altura. Essa camada, onde os efeitos da rotação de Terra e os gradientes de pressão em larga escala não são importantes, é caracterizada por relevância dos factores associados à estratificação térmica, direcção de vento mais ou menos constante e, de acordo com Stull (1991), variação vertical de fluxos de massa e energia máxima de 10%. Segundo Monteith *et al.* (1990), as taxas de transferência de massa e energia entre os cobertos vegetais e a atmosfera, podem ser determinadas pela medição de fluxos verticais nessa zona da camada limite atmosférica.

A camada de fluxo constante é formada por duas subcamadas. A subcamada rugosa, localiza-se na zona adjacente aos elementos individuais rugosos da superfície, onde a estrutura turbulenta é influenciada pelas esteiras formadas por esses elementos. No interior da subcamada rugosa a estrutura da camada limite é, segundo Monteith *et al.* (1990), influenciada por factores como a estrutura e distribuição da folhada e espaçamento entre os elementos. Nessa subcamada, particularmente em cobertos florestais como adiante se discutirá, os princípios fluxo-gradiente não são normalmente verificados assistindo-se, por vezes, a um fenómeno de anomalia aerodinâmica, o qual, em termos gerais, consiste no facto de que os fluxos, ditos contra-gradiente, ocorrem em direcção contrária aos gradientes.

A subcamada inercial localiza-se acima da subcamada rugosa. Na subcamada inercial, a estrutura da camada limite é mais estável, dependendo de parâmetros como sejam a velocidade de fricção adiante, definida pela equação (3.7), e a altura. As medidas micrometeorológicas dos perfis verticais das grandezas escalares e vectoriais, devem preferencialmente ser realizadas na subcamada inercial de modo a serem deduzidos os fluxos

mássico-energéticos a partir dos gradientes verticais dessas grandezas. A Figura 3.1 ilustra a estrutura da camada de fluxo constante.

Fig. 3.1 - Estrutura da camada de fluxo constante (adap. de Valente (1999))

Os métodos principalmente utilizados para determinar os fluxos acima duma camada homogénea de vegetação, com base em medições na camada limite, são três, sendo dois indirectos e um directo. Os métodos indirectos são o método aerodinâmico e o método da razão de Bowen e são baseados na medida dos gradientes dos potenciais médios na atmosfera.

O método directo, conhecido como o método de correlação turbulenta ou de covariância turbulenta, baseia-se na medição simultânea de flutuações rápidas da velocidade vertical e da grandeza escalar ou vectorial em questão. A covariância dessas flutuações é uma medida do fluxo instantâneo num determinado ponto de medida.

Em termos de escoamento turbulento incompressível, a aplicação do método aerodinâmico obedece aos princípios da teoria da camada de mistura. Tal teoria, detalhadamente descrita em Tennekes *et al.* (1980), implica que se verifiquem pressupostos diversos que, nas situações reais em geral e relações planta-atmosfera em ecossistemas florestais em particular, não são realizados.

Na verdade, a aplicação correcta da teoria da camada de mistura, adaptada da teoria cinética dos gases, acarretaria a verificação de um modelo de transporte de momento segundo um gradiente de velocidades, só possível caso as escalas de comprimento do transporte turbulento de fluxo fossem bastante mais baixas que as escalas de comprimentos em que os gradientes

médios variam significativamente. Ora, segundo autores como Raupach *et al.* (1981), Fazu *et al.* (1989) e Blanken *et al.* (1998), em ecossistemas florestais sucede precisamente o oposto. Em tais ecossistemas, os agentes principalmente responsáveis pelos fenómenos de transporte são estruturas intermitentes descendentes e vórtices com escalas de comprimento da ordem da altura das árvores.

Igualmente se assume um princípio, contrariado pela realidade, de conservação de momento das partículas em deslocação entre dois pontos distintos. Também uma relação tensão-deformação no escoamento, garantida por uma constante de proporcionalidade denominada viscosidade turbulenta, por Tennekes *et al.* (1980), é algo forçada na medida em que o desvio padrão de velocidade e a escala de comprimento apresenta um largo espectro de variação em todo o campo, tornando a dita constante de proporcionalidade variável ao longo do campo de velocidades. Para uma aplicação adequada dos modelos de camada de mistura, também se deve verificar um requisito fundamental de identidade espacial aproximada das escalas de comprimento, quando, o que na realidade sucede, é a existência de vórtices de classes distintas de dimensão, participando no processo de transporte de energia e massa.

Estas e outras fragilidades, analisadas em Tennekes *et al.* (1980), não retiram ao método aerodinâmico uma adequada aplicabilidade na maioria das situações para avaliação de fluxos e balanços mássico-energéticos nos ecossistemas.

O método aerodinâmico, no dizer de Mölder *et al.* (1999), é útil para quantificação de fluxos de escalares cuja medição não pode ser realizada directamente, para modelação, tratamento de dados anteriores ou como complemento de medições pelo método de covariância turbulenta. Os processos de transferência de grandezas, tais como o dióxido de carbono e o calor, são mais susceptíveis de tratamento pelo modelo de fluxo-gradiente na medida em que tais escalares, contrariamente ao momento, e na ausência de efeitos de impulsão, não interagem com o campo médio de velocidades, sendo elementos passivos do escoamento. Para ecossistemas florestais, o trabalho experimental para estudo das metodologias de quantificação de fluxos não é muito abundante, dada a dificuldade em encontrar florestas extensas e homogéneas, como ainda pelos custos elevados das torres de observação e dos equipamentos de medida. As estações experimentais de Thetford, Inglaterra e Uriarra, Austrália, com trabalho científico desenvolvido por autores como Raupach (1979) e em Denmead *et al.* (1985), respectivamente, constituem dois pólos pioneiros fundamentais de investigação microclimática em ecossistemas florestais.

Para Thom (1975), os fluxos verticais de massa e energia próximos da superfície são produzidos pela turbulência, a qual é principalmente originada pelo efeito retardatório do terreno sobre o vento soprando horizontalmente sobre ele. Essa retardação friccional, pode ser considerada como um processo contínuo de absorção de momento do vento, responsável por um fluxo vertical descendente de quantidade de movimento. Resultam assim tensões tangenciais, que são resultado da forte interação entre o escoamento médio e as flutuações de velocidade turbulenta. O fluxo de quantidade de movimento, em conjugação com os perfis de velocidade e parâmetros de rugosidade, é assim um parâmetro aferidor da eficiência da turbulência para o transporte de calor sensível, calor latente e dióxido de carbono.

O perfil vertical de velocidade média do ar, em condições de neutralidade térmica, é do tipo logarítmico, com o declive ( $du/dz$ ) maior perto do solo, como se pode verificar pela Fig.3.2.

Fig. 3.2 - Perfil logarítmico do vento na camada de fluxo constante (adap. de Nunes (1998))

A representação de  $u$  versus logaritmo de  $z$ , consiste numa linha recta através dos pontos experimentais, segundo a relação básica:

$$u(z) = A \ln z + B \quad (3-1)$$

em que  $A$  e  $B$  são constantes independentes da altura. É usual substituir  $B$  por  $-A \ln z_{oM}$ , sendo  $z_{oM}$  o valor de  $z$  em que o modelo anterior prevê velocidade 0. Resulta pois que:

$$u(z) = A \ln (z/z_{oM}) \quad (3-2)$$

A é uma constante independente da altura. O parâmetro  $z_{0,M}$ , denominado comprimento de rugosidade, representa o valor para o qual a equação (3-1) prevê velocidade nula, sendo dado, como se pode verificar na Fig.3.3, pela ordenada da intersecção da recta logarítmica dos pontos experimentais com o eixo vertical de  $\ln z$ .

Fig. 3.3 - Recta de  $\ln z$  vs.  $u(z)$

O comprimento de rugosidade pode ser interpretado como a escala de comprimentos representativa da eficácia da superfície, no processo de remoção de quantidade de movimento a partir do escoamento médio.

A diferenciação da expressão (3-1), origina:

$$d(u)/d(z) = A/z \quad (3-3)$$

de onde se conclui que o gradiente vertical de vento e/ou de tensão de corte ( $d(u)/d(z)$ ) é inversamente proporcional à distância acima da superfície. Como a gradientes de velocidade mais atenuados, corresponderá uma mais extensiva homogeneização do ar, possibilitada por vórtices de maior dimensão, pode também inferir-se que as dimensões dos vórtices gerados por via mecânica são directamente proporcionais à distância acima do solo.

A força de arrastamento por unidade de área de solo, provocada pelo movimento de ar horizontal é denominada tensão de corte,  $t$ . As dimensões físicas de  $t$  são as de massa \* aceleração / área ou seja:

$$t \approx MLT^2/L^2 \quad (3-4)$$

Uma manipulação da equação (3-4), demonstra que as dimensões da tensão de corte são equivalentes às do fluxo de momento, nomeadamente momento (massa \* velocidade) por unidade área e por unidade de tempo.

$$t \approx MLT / (L^2 T) \quad (3-5)$$

A força de arrastamento do vento numa superfície é pois uma manifestação do fluxo contínuo descendente do momento horizontal, entre o ar em movimento e a superfície: tal fluxo é aquele que está primeiramente associado aos vórtices gerados por via mecânica na camada limite turbulenta.

A equação (3-5), pode ser escrita na seguinte forma:

$$t \approx (M/L^3)(LT^{-1})^2 \quad (3-6)$$

pele que a tensão de corte é também dimensionalmente equivalente ao produto de uma massa específica  $M/L^3$  pelo quadrado de uma velocidade  $LT^{-1}$ . Essa massa específica, é a do ar em movimento sobre uma superfície e a velocidade está associada à celeridade com que o momento horizontal proveniente do escoamento médio chega a essa superfície, dependente da eficácia dos processos de transporte turbulento vertical.

Da equação (3-6), pode escrever-se:

$$t = \rho u_*^2 \quad (3-7)$$

em que  $\rho$  é a massa específica do ar e  $u_*$  a velocidade turbilhonar associada com o fluxo de momento  $t$ . O parâmetro  $u_*$ , denominado velocidade de fricção, é quantitativamente proporcional à taxa tangencial de rotação dos vórtices friccionais no escoamento considerado.

Pode considerar-se que, numa situação de perfil logarítmico de vento, como a que é traduzida pelas equações (3-2) e (3-3), o parâmetro  $A$ , com dimensões de velocidade, é proporcional à

velocidade de fricção, e independente da altura. Da equação (3-7), resulta que a zona contígua ao solo, de perfil de vento logarítmico, é uma região de fluxo vertical constante de momento.

Sendo  $l/k$  a constante de proporcionalidade, vem que  $A$  se pode considerar como igual a  $u_*l/k$ :

$$\frac{d(u)}{d(z)} = \frac{u_*}{kz} \quad (3-8)$$

O produto  $kz$  pode ser identificado como a dimensão do vórtice, ou “comprimento de mistura”  $l$ , ao nível  $z$ :

$$l = kz \quad (3-9)$$

em que  $k$  é a denominada constante de von Karman, considerada experimentalmente como  $0.41$ , independentemente do tipo de superfície. Substituindo  $A$  por  $u_*l/k$ , na equação (3-2) obtém-se:

$$u(z) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z}{z_{0M}} \quad (3-10)$$

Verifica-se, por esta última equação, que para um dado valor de  $u(z)$ ,  $u_*$  será superior sobre uma superfície rugosa, em que o comprimento de rugosidade é superior, relativamente a uma superfície mais lisa, de tal forma que a efectividade da transferência turbulenta para uma dada superfície variará directamente com o grau de rugosidade aerodinâmica, especificada por  $z_{0M}$ .

Numa comunidade vegetal com altura  $h$  uniforme, a análise do escoamento turbulento é realizada como se os elementos verticais da comunidade estivessem concentrados a uma certa distância  $d$  do terreno. O parâmetro  $d$  é denominado plano de referência de concentração de tensões. Assume-se assim um plano zero de referência a uma distância  $d$ , tal que a distribuição de tensões de corte sobre os elementos é, dum ponto de vista aerodinâmico, equivalente à imposição de toda a tensão no nível  $d$ .

A dimensão média dos vórtices sobre uma camada de vegetação é então proporcional à distância acima de  $d$ , e não à altura total  $h$ . O parâmetro  $d$  surge na formulação do perfil de

velocidade do vento como uma quantificação, nesse perfil, do efeito da elevação da vegetação.

As equações (3-8), (3-9) e (3-10) são assim substituídas pelas seguintes:

$$\frac{d(u)}{d(z)} = \frac{u_*}{k(z-d)} \quad (3-11)$$

$$l = k(z-d) \quad (3-12)$$

$$u(z) = \frac{u_*}{k} \ln \frac{z-d}{z_{oM}} \quad (3-13)$$

cada uma válida apenas para condições de  $z \geq h$ ; na prática o parâmetro  $d$  pode ser avaliado por método gráfico, colocando  $u(z)$  vs.  $\ln(z-d)$ . Desde que as medidas de velocidade de vento se refiram a condições neutras de estabilidade, o valor de  $d$  procurado será aquele para o qual resulta a recta de  $u(z)$  vs.  $\ln(z-d)$ . O valor correspondente de  $\ln z_{oM}$  a que a velocidade  $u$  se anula, será obtido na ordenada correspondente à origem. A Fig. 3.4 ilustra o desenvolvimento da camada limite adjacente ao coberto florestal, com indicação dos níveis  $d$  e  $z_{oM}$ .

Fig. 3.4 - Escoamento sobre um coberto florestal, com a velocidade média  $u$  em função da altura  $z$ , com indicação dos níveis  $d$  e  $z_{oM}$  (adap. de Stull (1991))

### 3.1.2 - Coeficientes de difusão turbulenta

A difusividade  $K$  é uma grandeza em qualquer ponto dum meio fluido, de acordo com Thom (1975), pode ser definida como a razão entre o fluxo da propriedade através do meio e o gradiente de concentração média, na mesma direcção, nesse ponto. Consequentemente, para qualquer propriedade de dimensões físicas  $Q$ , tem-se:

$$K = \left\{ \frac{Q}{L^2 T} \right\} / \left\{ \frac{Q}{L^3} / L \right\} = L^2 T^{-1} \quad (3-14)$$

As dimensões físicas de  $K$  são as de área por unidade de tempo, o que significa que a ordem de valor de  $K$  para qualquer processo difusivo se relaciona com a área influenciada por segundo pela acção difusiva numa pequena amostra da propriedade introduzida num pequeno ponto do fluido. No ar, quando a difusão é apenas de natureza molecular,  $K$  é da ordem de apenas  $10$  a  $20 \text{ mm}^2 \text{ s}^{-1}$ . Em condições de fluxo turbulento sobre as comunidades vegetais,  $K$  pode ser de uma ordem de cerca de  $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , ou  $100000$  vezes maior. Enquanto que a difusividade molecular é independente da posição no fluido, pois é uma propriedade física deste, a difusividade turbulenta é de origem turbilhonar, sendo directamente proporcional às dimensões dos vórtices e à distância ao solo, considerando a altura  $d$  de superfície efectiva (Eqs. 3-9 e 3-12).

Para o caso do momento horizontal, o respectivo coeficiente de difusividade turbulenta,  $K_M$ , ou viscosidade turbulenta, define-se como a razão entre o fluxo de momento  $t$  e o seu gradiente de concentração ( $\nabla (ru) / \nabla (z)$ ). Como o escoamento é incompressível, vem:

$$t = r K_M (\nabla (u) / \nabla (z)) \quad (3-15)$$

A partir da equação (3-15), combinando as equações (3-7), (3-11) e (3-12), vem:

$$K_M = k u_* (z - d) = l u_* \quad (3-16)$$

se  $z$  excede  $d$ . A um dado nível de altura, a difusividade turbulenta é igual ao produto entre a velocidade de fricção e a dimensão dos vórtices. Dessa forma, de acordo com Thom (1975), na denominada camada de fluxo constante acima da vegetação o gradiente da grandeza em

causa deverá baixar em altura, para compensar o acréscimo linear em altura da difusividade turbilhonar.

As definições dos coeficientes de difusividade turbulenta de calor sensível, vapor de água ou de outro qualquer gás,  $K_H$ ,  $K_V$  ou  $K_S$ , são análogas:

$$K_H = -H / [\partial(r c_p T) / \partial z] \quad (3-17)$$

$$K_V = -LE / [\partial q / \partial z] \quad (3-18)$$

$$K_S = -F / [\partial S / \partial z] \quad (3-19)$$

sendo  $\partial q$ ,  $\partial S$ ,  $H$ ,  $LE$  e  $F$ , são, respectivamente, os gradientes de humidade absoluta, concentração do gás hipotético, fluxo de calor sensível, fluxo de calor latente ou evapotranspiração e fluxo do gás hipotético considerado.

A resistência aerodinâmica é baseada nos conceitos de analogia com a Lei de Ohm em circuitos eléctricos:

$$\text{resistência eléctrica} = \frac{\text{diferença de potencial}}{\text{intensidade de corrente}} \quad (3-20)$$

A analogia eléctrica é obtida pela substituição da diferença de potencial pela concentração (quantidade por unidade de volume) e da intensidade de corrente pelo fluxo (quantidade por unidade de área por unidade de tempo), sendo que a equação (3-20) virá:

$$\text{resistência aerodinâmica} = \frac{\text{dif. de conc.}}{\text{fluxo}} \quad (3-21)$$

Para uma grandeza escalar ou vectorial de dimensões  $Q$ , as dimensões de concentração são  $Q/L$  e as de fluxo são  $Q/TL^2$ , resultando que as dimensões da resistência aerodinâmica virão  $T/L$  ou  $(\text{velocidade})^{-1}$ .

Para análise do conceito de resistência aerodinâmica deve, de acordo com Thom (1975), em primeiro lugar definir-se a força global de arrasto,  $F$ , sobre um corpo isolado de área  $A$  (p.ex. área de folha plana), da seguinte forma:

$$F = \rho u^2 A C_M \quad (3-22)$$

em que  $\rho$  é a massa específica do ar e  $C_M$  uma constante de proporcionalidade adimensional denominada coeficiente de arrasto, função da orientação especificada do corpo e da velocidade do ar,  $u$ . A força global de arrasto é equivalente à taxa de variação de momento no escoamento de ar, pelo que o valor de  $C_M$  é uma medida da eficiência do corpo em absorver momento a partir do escoamento atmosférico. O parâmetro  $C_M$  pode assim ser denominado como coeficiente de transferência de momento.

A partir da equação (3-21), de definição formal da resistência aerodinâmica,  $r_M$ , pode deduzir-se que a transferência de momento proveniente de um escoamento de ar incidente com concentração de momento,  $Q_M$ :

$$Q_M = \rho u \quad (3-23)$$

com unidades  $(ML^{-3}) (LT^{-1}) = MLT^{-1}/L^3$ , para uma superfície de um corpo isolado onde a concentração de momento é nula, vem dada por:

$$r_M = \frac{Q_M A}{F} \quad (3-24)$$

em que  $F/A$ , correspondendo à força global de arrasto aplicada por unidade de área do corpo, é representativa do fluxo de momento sobre o corpo isolado. A partir da equação (3-22), vem então:

$$r_M = \frac{1}{u C_M} \quad (3-25)$$

A força de arrasto por unidade de área horizontal dum coberto vegetal extensivo, pode ser escrita na seguinte forma, equivalente à equação (3-22):

$$t = r u^2 C_{aM} \quad (3-26)$$

em que  $C_{aM}$  é o coeficiente de arrasto, por unidade de área horizontal, relativo à totalidade do coberto. A partir das equações (3-7), (3-13) e (3-26), podemos escrever:

$$C_{aM} = \left\{ \frac{u_*}{u(z)} \right\}^2 = \frac{k^2}{(\ln(z-d)/z_{oM})^2} \quad (3-27)$$

donde se conclui que  $z_{oM}$  aumenta com  $C_{aM}$ .

Repetindo agora a análise realizada para o cálculo de  $r_M$ , podemos, com base nas equações (3-21) e (3-23), inferir que a resistência aerodinâmica do coberto,  $r_{aM}$ , à transferência de momento, entre um nível  $z$  do escoamento na camada limite dum coberto vegetal homogêneo, onde a concentração é  $\Gamma u(z)$  e o nível dos elementos correspondente à superfície onde a concentração é nula, vem dada por:

$$r_{aM} = \frac{\Gamma u(z)}{t} \quad (3-28)$$

sendo  $t$  o fluxo descendente de momento. A equação obtida, (3-28), relativa à resistência à transferência de momento para um coberto, é equivalente à equação (3-25), para a resistência à transferência de momento para um elemento individual.

Combinando a equação (3-28) com as equações (3-26) e (3-27), obtêm-se as seguintes expressões:

$$r_{aM} = \frac{1}{u(z) C_{aM}} = \frac{u(z)}{u_*^2} = \frac{\{\ln(z-d)/z_{oM}\}^2}{k^2 u(z)} \quad (3-29)$$

Deste modo se  $C_{aM}$ ,  $z_{oM}$  ou a razão  $(u(z)/u_*)$  forem termos constantes,  $r_{aM}$  será inversamente proporcional à velocidade do vento. Em termos gerais, pela equação (3-29), a resistência aerodinâmica  $r_{aM}$  diminui com o aumento da velocidade do vento e da rugosidade superficial.

Oke (1992), apresenta como valores representativos da resistência aerodinâmica do coberto, em s/m, os seguintes: 200 para superfície aquosa, 70 para relvado rasteiro, 20-50 para colheitas agrícolas e 5-10 para florestas.

Monteith *et al.* (1990), apresentam valores de 4-12 para florestas e 12-100 para cobertos arbóreos. Verma *et al.* (1986), apresentam valores de resistência aerodinâmica em coberto florestal misto de folhosas, compreendidos na gama de 15 a 22, comparáveis aos de Shuttleworth *et al.* (1984), para floresta amazónica e aos de Lee *et al.* (1993b), para povoamento de coníferas. Os mesmos autores reportam, contudo, valores de  $r_{aM}$  da ordem de 50 a 60s/m, em períodos do dia em que os valores da velocidade do vento são mais baixos e indicam valores de 5 a 40s/m em pinhal. Kaimal *et al.* (1994), por sua vez, indicam valores de resistência aerodinâmica de 200s/m em superfícies aquosas e de 50 e 20s/m, respectivamente em culturas agrícolas e povoamentos florestais.

A equação (3-14) permitiu verificar que as unidades da difusividade turbulenta são  $L^2T^{-1}$ . As unidades de  $I/K$  serão  $TL^2$  ou então  $TL^1/L$ , equivalentes às da resistência aerodinâmica por unidade de comprimento, ou resistividade aerodinâmica. Para a transferência de momento podemos verificar, que o integral de  $I/K_M$  entre os níveis  $z_1$  e  $z_2$ , a que a velocidade do ar  $u$  apresenta os valores  $u_1$  e  $u_2$ , é igual à resistência aerodinâmica à transferência de momento entre esses dois níveis, dada por  $r_{aM}(z_1, z_2)$ . Na verdade, combinando (3-7), (3-15) e (3-29), obtém-se:

$$\int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{K_M} = \frac{1}{u_*^2} \int_{u_1}^{u_2} du = \frac{u_2 - u_1}{u_*^2} = r_{aM}(z_1, z_2) \quad (3-30)$$

podendo ser verificada a analogia entre  $I/K_M$  e  $r_{aM}$ . Segue-se, segundo Thom (1975), que o equivalente eléctrico da difusividade turbulenta é a condutividade, a qual é o inverso da resistividade.

### 3.1.3 - Equações dos fluxos

#### 3.1.3.1 - Forma directa

O método aerodinâmico é aplicável nas diversas condições de estabilidade térmica, estado estacionário, sem modificações nos campos radiativo ou de vento durante o período de

observação, fluxos constantes em altura e similaridade de coeficientes de transferência de vapor de água, gases, convecção térmica e momento, respectivamente  $K_v$ ,  $K_S$ ,  $K_H$  e  $K_M$ :

$$K_v = K_S = K_H = K_M \quad (3-31)$$

ou a partir das relações com as resistências aerodinâmicas:

$$r_{aM}(z_1, z_2) = r_{aH}(z_1, z_2) = r_{aV}(z_1, z_2) = r_{aS}(z_1, z_2) \quad (3-32)$$

Para o cálculo de perfis e fluxos pelo método aerodinâmico, em condições de estabilidade variável, ou de ausência de neutralidade térmica, há que recorrer a funções correctivas de estabilidade, adimensionais, que adaptem as estimativas dos fluxos pelos perfis aos efeitos da estabilidade térmica.

Assim, o tratamento dos efeitos da variação da estabilidade térmica é feito através duma generalização da equação (3-11), pela seguinte forma:

$$\frac{d(u)}{d(z)} = \frac{u_*}{k(z-d)} f_M \quad (3-33)$$

em que a função adimensional de estabilidade  $f_M$  é maior ou menor que a unidade, em condições de estabilidade e instabilidade respectivamente, sendo o respectivo valor absoluto dependente do grau de estabilidade ou instabilidade do escoamento.

Equações para os perfis de temperatura e humidade, quantificada pela pressão parcial de vapor  $e$ , podem ser obtidas de modo análogo:

$$\frac{d(T)}{d(z)} = \frac{T_*}{k(z-d)} f_H \quad (3-34)$$

$$\frac{d(e)}{d(z)} = \frac{e_*}{k(z-d)} f_V \quad (3-35)$$

em que, de acordo com referências como Thom (1975), os parâmetros  $T_*$  e  $e_*$ , vêm dados por:

$$T_* = -\frac{H}{\Gamma c_p u_*} \quad (3-36)$$

e:

$$e_* = -\frac{gLE}{\Gamma c_p u_*} \quad (3-37)$$

sendo  $f_H$ ,  $f_V$ ,  $\Gamma$  e  $c_p$  as funções de estabilidade para os perfis de temperatura e pressão parcial de vapor de água, a massa específica e o calor específico do ar a pressão constante, respectivamente.

A partir da definição dos coeficientes de difusividade turbulenta, indicados nas equações (3-16), (3-17) e (3-18), podemos seguir a estratégia de Kaimal *et al.* (1994), de conjugação das equações (3-7), (3-36) e (3-37) com as equações (3-33), (3-34) e (3-35), visando a obtenção das seguintes equações generalizadas para os coeficientes de difusividade térmica:

$$K_M = k u_* (z-d) f_M^{-1} \quad (3-38)$$

$$K_H = k u_* (z-d) f_H^{-1} \quad (3-39)$$

$$K_v = k u_* (z-d) f_V^{-1} \quad (3-40)$$

O número de Richardson, expresso sob variadas formas, é um parâmetro adimensional usado como medida da estabilidade térmica do escoamento atmosférico junto ao solo. Um dado volume de ar, enquanto parte integrante do escoamento, apresenta uma componente de energia cinética de origem mecânica, consequente da interacção de vórtices de dimensão característica  $l$  com o campo médio de velocidades médio,  $(ke)_i$ , e outra componente decorrente do trabalho das forças impulsivas,  $(ke)_b$ . O denominado número de Richardson de gradiente é representativo da razão  $((ke)_b / (ke)_i)$ .

Se a temperatura e a velocidade do ar são conhecidas a dois níveis  $z_1$  e  $z_2$  o número de Richardson de gradiente, apropriado à camada entre esses níveis, dado na forma discreta em termos de diferenças finitas, virá dado por:

$$Ri_g = \frac{g}{T} \frac{(T_z - T_l)(z - z_l)}{(u_k - u_l)^2} \quad (3-41)$$

Em condições de instabilidade térmica,  $Ri_g$ , assume valores negativos e em condições de estabilidade térmica assume valores positivos. O valor zero de  $Ri_g$  é obtido em condições de neutralidade térmica. Para Kaimal *et al.* (1994), a vantagem na utilização do número de Richardson de gradiente, é que o mesmo depende de gradientes de grandezas médias, fáceis de obter.

Acima de um valor crítico  $Ri_g$  (0.25 em escoamento invíscido), o escoamento passa de regime turbulento a laminar. Entre os valores de 0 e  $Ri_g$  a turbulência é de origem mecânica, gerada por interações tangenciais entre as flutuações turbulentas e o campo de escoamento médio; a valores de  $Ri_g < 0$  a turbulência é de origem mista: mecânica e convectiva. Segundo os autores mencionados, a desvantagem de  $Ri_g$  é que tal parâmetro não explicita a variação da estabilidade térmica com a altura.

As outras formas de utilização do número de Richardson são o número de Richardson de fluxo,  $Ri_f$  e o número de Richardson de massa  $Ri_m$ :

$$Ri_f = \frac{g}{T} \frac{\overline{w'T'}}{u'w' \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)} \quad (3-42)$$

$$Ri_m = \frac{g}{T} \frac{(T(z) - T(0))/2}{(u(z)/z)^2} \quad (3-43)$$

Na equação (3-42) o numerador e o denominador representam, respectivamente, a produção ou destruição da turbulência pela estratificação térmica e a produção turbulenta, originada pela interação entre as tensões de Reynolds e o campo médio do escoamento. O parâmetro  $Ri_f$  utiliza assim conceitos de correlação turbulenta e de gradientes médios, para caracterizar o efeito da estratificação térmica do escoamento na manifestação de fenômenos turbulentos.

O parâmetro  $Ri_m$  é um indicador adequado para a caracterização da estabilidade térmica junto ao solo, particularmente em condições de ar calmo, em que a aplicação do número de Richardson de gradiente se torna duvidosa. Na equação (3-43),  $T(z)$  e  $T(0)$  referem-se aos valores médios das temperaturas ao nível  $z$ , que pode ser o equivalente ao topo do coberto e à

superfície do solo. O termo  $u(z)$  representa o vento médio ao nível  $z$ . Em condições de vento fraco, o numerador de (3-43) é mais credível que o correspondente de (3-41).

Relativamente aos cobertos florestais, Jarvis *et al.* (1976), mencionam que, em consequência de os gradientes diurnos de velocidade e de temperatura do ar serem, respectivamente, superiores e inferiores aos de uma cultura agrícola, os valores de  $Ri_g$  são variáveis num intervalo estreito, negativos e próximos de zero.

Bosveld (1997), refere o estabelecimento de uma estratificação térmica, quando a temperatura do ar no interior da floresta é menor que sobre o coberto, que é limitativa de uma maior penetração dos vórtices no interior do coberto. Tal situação é típica de condições de ar calmo, e é também desencadeada pela inércia térmica da biomassa a qual evita um aquecimento do ambiente ameno.

Kaimal *et al.* (1994), também apontam para uma variabilidade vertical significativa da estabilidade no interior dos cobertos florestais. Esses autores referem que durante o dia, na zona mais baixa, o número de Richardson de gradiente é positivo, em sinal de estabilidade, mas o número de Richardson de fluxo, dado pela equação (3-42), é negativo denotando instabilidade. Essa instabilidade será devida a incursões intermitentes de vórtices de grandes dimensões.

Shaw *et al.* (1990), referem que, em povoamento de folhosas, esses fenómenos de baixa frequência, com duração da ordem de  $25\text{seg.}$ , poderão ocasionar acréscimos de pressão estática da ordem de  $2.50\text{Pa}/10\text{seg.}$  Em situações de estabilidade, as frequências dos vórtices intermitentes serão da ordem da frequência de Brunt-Väisälä, definida por Tennekes *et al.* (1980), como a frequência natural de ondas internas ou gravíticas, oscilando numa atmosfera estável.

A frequência de Brunt-Väisälä,  $N_b$ , é dada pela expressão:

$$N_b = \left( \frac{g}{q} \frac{\partial q}{\partial z} \right)^{0.5} \quad (3-44)$$

À noite, o espaço inferior do coberto, ao nível dos troncos, encontra-se em regime de instabilidade ao passo que os níveis superiores das copas se encontram em regime de estabilidade térmica. Criam-se assim condições de formação de orvalho na parte superior das

copas por arrefecimento radiativo, e de ambiente seco ao nível dos troncos por efeito da mistura turbulenta.

Para Kaimal *et al.* (1994), a níveis superiores a  $z = d$  correspondentes a situações em que os fluxos sejam co-gradientes, ou seja ocorrendo segundo a direcção dos gradientes, o parâmetro  $Ri_f$  pode ser considerado como adequado à caracterização da estabilidade térmica.

Escrevendo a equação (3-41), de definição de número de Richardson, sob a forma diferencial:

$$Ri = \frac{g}{T} \left( \frac{\partial T}{\partial(z)} \right) / \left( \frac{\partial u}{\partial(z)} \right)^2 \quad (3-45)$$

e combinando nesta equação, as equações (3-33), (3-34) e (3-36), obtemos:

$$Ri = -k \frac{g}{T} \frac{H}{r c_p} \frac{(z-d)}{u_*^3} \frac{f_H}{f_M^2} \quad (3-46)$$

Considerando que os parâmetros  $Ri$ ,  $f_M$  e  $f_H$  são adimensionais, a partir da equação (3-46), podemos agora definir um novo parâmetro  $L$ , denominado como o comprimento de estabilidade de Monin-Obhukov:

$$L = - \frac{u_*^3}{k(g/T)(H/r c_p)} = \frac{u_*^2 T}{kgT_*} \quad (3-47)$$

A equação (3-46) virá então:

$$Ri = \frac{(z-d)}{L} \left( \frac{f_H}{f_M^2} \right) \quad (3-48)$$

ficando assim estabelecida a relação entre os parâmetros avaliadores da estabilidade térmica  $(z-d)/L$  e  $Ri$ . O parâmetro  $L$  contém as variáveis associadas à convecção livre e forçada, não contabilizando a altura, pelo que a razão  $\chi = (z-d)/L$  é considerada um parâmetro

adimensional mais fiável que  $Ri$ , normalmente envolvido na inferência das condições de estabilidade ou instabilidade atmosférica a uma altura  $z$ .

As funções  $f$ , em condições de estabilidade térmica, apresentam formas semi-empíricas apresentadas, p.ex., em Thom (1975) e Monteith *et al.* (1990):

$$\left( f_M = f_H = f_V = 1 + 5x \right) \quad x \geq 0 \quad (3-49)$$

Comentário:

em que  $f_M$ ,  $f_V$  e  $f_H$  são as funções de estabilidade para os fluxos de momento, vapor de água e calor sensível.

Em condições de instabilidade térmica, as funções mais utilizadas foram estabelecidas por Businger *et al.* (1971), e Dyer *et al.* (1970) com base em trabalho de campo desenvolvido no Kansas e na Austrália. Tais funções, normalmente designadas como relações Businger-Dyer, podem expressar-se na forma compacta seguinte:

$$f_M^2 = f_H = f_V = (1 - 16x)^{-1/2} \quad x < 0 \quad (3-50)$$

Em condições de instabilidade atmosférica, se for considerado que  $f_H = f_M^2$ , então  $Ri$  será igual a  $(z-d)/L$  e directamente proporcional a  $(z-d)$ . Segundo Thom (1975), o valor de  $L$ , em condições de instabilidade atmosférica, pode ser considerado como a altura acima de  $z = d$  a que  $Ri$  atinge o valor  $-1$  e a que a convecção livre passa a ser o principal mecanismo de transferência de calor.

Högstrom (1987), propõe correcções às funções de estabilidade normalmente referenciadas na literatura. Para condições de instabilidade, as funções propostas por esse autor mais utilizadas, (p.ex. Högstrom *et al.* 1989, Mölder *et al.* 1999 e Rannik *et al.* 2000), são as seguintes:

$$f_{MI} = (1 - 19.3x)^{-1/4} \quad x < 0 \quad (3-51)$$

$$f_{HI} = (1 - 12x)^{-1/2} \quad x < 0 \quad (3-52)$$

A Fig.3.5 é ilustrativa das modificações da geometria dos vórtices em várias situações de estabilidade térmica

Fig.3.5 - Perfis verticais de vento com as formas dos vórtices, representativas das várias condições de estabilidade térmica (adap. de Nunes (1998))

De acordo com Arya (1988), por aplicação das equações (3-49) e (3-50) em (3-48), obtêm-se os seguintes resultados:

$$Ri = x \quad x < 0 \quad (3-53)$$

$$Ri = \frac{x}{1 + 5x} \quad x \geq 0 \quad (3-54)$$

Invertendo as equações (3-53) e (3-54), vem:

$$x = Ri \quad Ri < 0 \quad (3-55)$$

$$x = \frac{Ri}{1 - 5Ri} \quad 0 \leq Ri \leq 0.2 \quad (3-56)$$

Estas relações (3-55) e (3-56), permitem escrever as relações (3-49) e (3-50) sob uma forma semelhante à apresentada por Monteith *et al.* (1990):

$$f_M = f_H = f_V = (1 - 5Ri)^{-1} \quad 0 \leq Ri < 0.2 \quad (3-57)$$

$$f_M^2 = f_H = f_V = (1 - 16Ri)^{-1/2} \quad Ri < 0 \quad (3-58)$$

A partir de (3-38) e de (3-39), verificamos que:

$$K_H/K_M = \bar{f}_M/\bar{f}_H \quad (3-59)$$

Kaimal *et al.* (1994) demonstram igualmente a seguinte identidade:

$$R_{if} = ((z-d)/L)/(\bar{f}_M) \quad (3-60)$$

Na Fig.3.6 são indicadas as modificações nos perfis de velocidade do vento na camada de fluxo constante em diversas condições de estabilidade térmica, que justificam a aplicação de funções de correcção do tipo (3-57) e (3-58), nas equações desses perfis.

Fig. 3.6 - Perfis de vento na camada de fluxo constante em diversas condições de estabilidade térmica (adap. de Nunes (1998))

Autores como Raupach *et al.* (1981), Raupach (1979), Bosveld (1997) e Mölder *et al.* (1999) utilizam as equações (3-33), (3-34) e (3-35) a partir de medição directa dos gradientes, fluxos e parâmetros de fricção, a vários níveis de  $x$ , para obter as funções de estabilidade por via directa, em alternativa a formas empíricas do tipo (3-57) e (3-58).

Tal metodologia é útil, p.ex, para analisar desvios à teoria fluxo-gradiente normal, devidos p.ex. a fenómenos de não neutralidade térmica à maior rugosidade superficial ou à denominada anomalia aerodinâmica verificada ao nível da subcamada rugosa.

As equações de diferenças finitas, referidas p.ex. por Oke (1992) e Thom (1975), para os fluxos de calor latente e sensível, generalizadas às várias situações de estabilidade térmica, típicas do método aerodinâmico, são as seguintes:

$$LE = - \left( \frac{\Gamma c_p}{g} \right) k^2 (z-d)^2 \begin{pmatrix} \dot{u} \\ \dot{z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{e} \\ \dot{z} \end{pmatrix} (f_v f_M)^{-1} \quad (3-61)$$

$$H = - r c_p k^2 (z-d)^2 \frac{\dot{u} \cdot T}{\dot{z} \cdot z} (f_H f_M)^{-1} \quad (3-62)$$

em que  $(f_H f_M)^{-1} = (f_v f_M)^{-1}$  são produtos iguais, denominados como factores de estabilidade generalizados,  $F$ , em relação aos fluxos de vapor de água e calor sensível, respectivamente. Monteith *et al.* (1990), propõem as seguintes relações para o factor de estabilidade:

$$F = (1-5Ri)^2 \quad -0.1 \leq Ri \leq 1 \quad (3-63)$$

$$F = (1-16Ri)^{0.75} \quad Ri < -0.1 \quad (3-64)$$

Oke (1992), indica valores dos diversos parâmetros correspondentes a médias de períodos de 30min, como adequados para aplicação do método aerodinâmico.

### 3.1.3.2 - Forma iterativa

A integração das equações dos perfis (3-33) e (3-34) em ordem a  $z$ , de acordo com Arya (1988) e Garrat (1994), conduz a:

$$u(z) = (u_* / k) [ \ln ((z-d)/z_{0M}) - y_M ((z-d)/L) ] \quad (3-65)$$

$$T(z) - T(0) = (T_* / k) [ \ln ((z-d)/z_{0T}) - y_H ((z-d)/L) ] \quad (3-66)$$

em que  $T(0)$  é a denominada temperatura de superfície correspondente à temperatura ao nível  $d + z_{0T}$ , as equações  $y_M$  e  $y_H$  são as funções de similaridade, assumindo para condições de instabilidade,  $\chi < 0$ , as formas:

$$y_M = 2 \ln((1+x)/2) + \ln((1+x^2)/2) - 2 \operatorname{arctg}(x) + \frac{D}{2} \quad (3-67)$$

$$y_H = 2 \ln((1+x^2)/2) \quad (3-68)$$

em que:

$$x = f_M^{-1} \quad (3-69)$$

ou:

$$x = f_{MI}^{-1} \quad (3-70)$$

consoante se utilizem as relações de Businger-Dyer, (3-50) ou de Högstrom, (3-51), (3-52).

Para condições de estabilidade,  $x > 0$ , as funções  $y_M$  e  $y_H$  são as seguintes:

$$y_M = y_H = -5x \quad (3-71)$$

Segundo Arya (1988), as funções  $y_M$  e  $y_H$  correspondem aos integrais seguintes:

$$y_M(x) = \int_{\frac{z_0}{L}}^x \frac{1}{x} [1 - f_M(x)] dx \quad (3-72)$$

$$y_H(x) = \int_{\frac{z_0}{L}}^x \frac{1}{x} [1 - f_M(x)] dx \quad (3-73)$$

Para se calcular o comprimento de Monin-Obukhov,  $L$ , é necessário, por (3-47), conhecer  $u_*$  e  $T_*$ . Por outro lado  $u_*$  e  $T_*$  só podem ser calculados a partir do factor de estabilidade  $(z-d/L)$ , necessário ao cálculo das funções  $y$ , através das equações (3-67) e (3-68). O cálculo dos fluxos terá assim de ser iterativo.

O cálculo de  $u_*$  e  $T_*$ , através das equações (3-65) e (3-66), pode ser realizado a partir de medições realizadas a mais de um nível, mediante a aplicação de regressão linear pelo método dos mínimos quadrados, para obtenção do declive da recta em que em ordenadas figuram os

valores de  $u(z)$  ou  $T(z) - T(0)$  e em abcissas figuram os termos  $[(\ln(z-d)/z_{oM}) - \gamma_M((z-d)/L)]$  ou  $[(\ln((z-d)/z_{oT}) - \gamma_H((z-d)/L)]$ , respectivamente.

Arbitrando um valor inicial para  $L$ , calculam-se  $u_*$  e  $T_*$  pelas equações (3-65) e (3-66) após o que se calcula  $L$ , por (3-47). Tomando agora o valor de  $L$  calculado, o procedimento é repetido até se obter um valor igual ou muito próximo do  $L$  originalmente arbitrado. A Fig.3.7 ilustra o procedimento iterativo referido.

De acordo com a equação (3-36), o fluxo de calor sensível,  $H$ , vem dado por:

$$H = - \rho c_p u_* T_* \quad (3-74)$$

O procedimento para o cálculo do fluxo de calor latente, também representado na Fig. 3.7, é semelhante.

As equações (3-65) e (3-66) podem ser escritas sob a forma duma recta  $y = mx + b$ :

$$u(z) = (u_* / k) [(\ln(z-d) - \gamma_M((z-d)/L)] - (u_* / k) \ln z_{oM} \quad (3-75)$$

$$T(z) = (T_* / k) [(\ln((z-d) - \gamma_H((z-d)/L)] + (T(0) - (T_* / k) \ln z_{oT}) \quad (3-76)$$

permitindo assim visualizar que, para o cálculo de  $u_*$  e  $T_*$ , não são necessários os valores de  $z_{oM}$  e  $z_{oT}$ . Por outro lado, o comprimento de rugosidade para o momento  $z_{oM}$  e o termo  $((T(0) - (T_* / k) \ln z_{oT})$  podem ser obtidos a partir das ordenadas na origem das equações (3-75) e (3-76).

Utilizando uma equação como a (3-79), a seguir indicada, para o cálculo de  $z_{oT}$ , pode então obter-se o valor de  $T(0)$ .

Fig. 3.7 - Algoritmo do cálculo iterativo dos fluxos (adap. de Nunes (1998))

#### 3.1.4 - Parâmetros aerodinâmicos $d$ e $z_0$

A curva de distribuição vertical de velocidade do vento acima da vegetação é logarítmica, à semelhança do que sucede com outras superfícies. Pela extrapolação da curva para níveis abaixo do coberto, é aparente que o escoamento se comporta como se a superfície activa de absorção máxima de momento se localizasse perto do topo das árvores e não no solo.

O parâmetro  $d$  com valores de  $0.6h$  a  $0.8h$ , pode ser considerado indicativo, como se referiu na Secção 3.1.1, do nível médio ao qual o momento é absorvido pelos elementos vegetais individuais, ou seja o nível a que a concentração do arrastamento aerodinâmico (ou de sumidouro aparente de momento) exercido pelo coberto sobre o ar é máxima. O nível  $d$  é

considerado como o nível de arrastamento médio pelo campo de velocidades, ou centro de pressão, nos cobertos.

Para cobertos florestais, Hogström *et al.* (1989), propõem a expressão seguinte para quantificação de  $d$ :

$$d = \frac{\int_0^h zu(z)^2 dz}{\int_0^h u(z)^2 dz} \quad (3-77)$$

em que  $h$  é a altura média do coberto.

Em rigor os valores de  $d$ , relativos aos perfis de momento, calor sensível e escalares diversos devem diferir entre si, embora tais diferenças, de acordo com Campbell (1986), não tenham sido convenientemente estudadas. Raupach (1979) e Fazu *et al.* (1989), como se referirá adiante, rejeitam a possibilidade de adaptação dos valores de  $d$  para uma adequada parametrização da subcamada rugosa. Mölder *et al.* (1999), em povoamento de resinosas, procedem à avaliação do nível do plano de concentração de tensões,  $d$ , a partir da comparação entre os valores da velocidade de fricção,  $u_*$ , obtidos pelos métodos aerodinâmico e de covariância turbulenta.

Campbell (1986), apresenta algumas relações empíricas para estimativa dos comprimentos de rugosidade:

$$z_{0M} = 0.13h \quad (3-78)$$

$$z_{0T} = z_{0V} = 0.2 z_{0M} \quad (3-79)$$

em que  $z_{0M}$ ,  $z_{0T}$  e  $z_{0V}$ , se referem aos comprimentos de rugosidade para o momento, calor sensível e latente.

Brunet (1999) propõe valores padrão para  $z_{0M}$  (metros) em diversos tipos de coberto: gelo- $10^5$ , relvado- $10^3$ , pasto- $10^2$ , trigo- $10^1$ , milho-  $2 \cdot 10^1$  e floresta- $5 \cdot 10^1$  a 2.

Valente (1999), apresenta uma listagem de citações bibliográficas relativas à gama de variação dos valores de  $z_{0M}$  e  $d$ , adimensionalizados à altura média das árvores. Os valores indicados por essa autora, relativos a povoamentos de folhosas e resinosas, para  $z_{0M}/h$  e  $d/h$  variam, respectivamente, entre 0.02 e 0.26 e 0.35 e 0.95.

A dependência de  $z_0$  e  $d$ , da altura, estrutura e condições físico-ambientais da vegetação, foi estudada por vários autores, sendo notória a inexistência de conclusões claras sobre a matéria.

Jarvis *et al.* (1976) apresentam, para cobertos de resinosas, uma primeira inventariação da informação sobre a matéria. Esses autores citam uma relação empírica entre  $z_{0M}$  e o número de Richardson de gradiente:

$$z_{0M} = 0.91 + 3.2Ri_g \quad (3-80)$$

traduzindo o facto de que  $z_{0M}$  decresce com o aumento da instabilidade. Outros autores citados, apresentam modelos reveladores de um decréscimo de  $z_{0M}$  com a velocidade do vento, sem contudo referenciar dependência de  $d$ , relativamente à estabilidade térmica e à velocidade do vento.

Landsberg *et al.* (1973), também citados por Jarvis *et al.* (1976), não verificaram dependência de  $z_{0M}$  e  $d$  com a velocidade do vento e o número de Richardson de gradiente. Jaeger (1985), não detecta igualmente dependência de  $z_{0M}$  e  $d$  relativamente ao campo de velocidades do vento. Uma conclusão significativa apresentada por Jarvis *et al.* (1976), em povoamento de resinosas, é a de que os valores de  $z_{0M}$  e  $d$  determinados a partir do perfil logarítmico do vento não são independentes; quando  $d$  aumenta  $z_{0M}$  diminui e vice-versa. A explicação apresentada reside na possível dependência de  $z_{0M}$  e  $d$  relativamente ao índice de área foliar: quando o valor deste índice aumenta,  $d$  aproxima-se de  $h$  e o comprimento de rugosidade dependerá apenas da rugosidade ao nível da superfície do topo do coberto. Rauner (1976), para coberto de folhosas, defendem uma variação equivalente de  $d$  e  $z_{0M}$ , especialmente em condições de valores ascendentes de velocidade do vento.

Bosveld (1997), apresenta dados detalhados sobre a dependência de  $d$  e  $z_{0M}$ , relativamente à direcção e velocidade do vento, com base em experimentação em povoamento de *Pseudotsuga* moderadamente heterogéneo com árvores de altura média de 18m, com instrumentação a vários níveis, numa torre de 36m de altura.

As alterações desses dois parâmetros aerodinâmicos com a velocidade do vento, são consequência do adensamento das linhas de corrente em torno de troncos individuais, devido ao acréscimo dessa velocidade.

Segundo esse autor, a partição entre o arrastamento aerodinâmico viscoso e turbulento e, conseqüentemente, a profundidade de penetração do campo de velocidades no ar no interior do ecossistema, é também função do número de Reynolds do escoamento no volume das folhas/agulhas. O movimento de grupos de árvores em consequência da manifestação de fenômenos intermitentes do tipo rajada, também contribuirá para uma transferência descendente acrescida de quantidade de movimento.

Bosveld (1997), considera igualmente razoável assumir que uma redução da estratificação térmica, ou aumento de instabilidade, no interior do coberto, ou uma estrutura de copado mais aberta, são factores que tendem a incrementar a penetração dos vórtices turbulentos no interior dos povoamentos, a baixar o nível do plano de referência de concentração de tensões. Pelo contrário, um aumento da estratificação térmica, favorecida a baixos valores de velocidade do vento favorecerá, segundo o mesmo autor, uma elevação do nível  $d$ .

A relação empírica apresentada pelo mesmo autor, para ilustrar uma tendência decrescente de  $d$  com o aumento da velocidade do vento é do tipo:

$$d = 12.5 - 1.33(u-2) \quad (3-81)$$

A variação mencionada do plano de referência com a velocidade do vento, não pode deixar de ter implicações no comprimento de rugosidade. Para Bosveld (1997), uma eventual redução dos processos de arrastamento viscoso, na massa de folhas/agulhas, a maiores valores de velocidade do vento, poderá baixar a taxa de destruição e/ou uma maior penetração de momento no coberto vegetal concentrado no topo do coberto e justificar dessa forma uma modelação do tipo:

$$z_{0M} = 2.2 + 0.4(u-3) \quad (3-82)$$

### 3.1.5 - O método do balanço energético ou razão de Bowen

A fórmula da razão de Bowen, para a medição de fluxos, é derivada do balanço energético da superfície subjacente. Esse balanço expressando os fluxos médios por unidade de área, em forma simplificada, como atrás referido, pode escrever-se, de acordo com Monteith *et al.* (1990):

$$R_n - G = H + LE \quad (3-83)$$

e considerando a denominada razão de Bowen,  $b$ , definida por:

$$b = \frac{H}{LE} = g \frac{\partial T}{\partial e} \quad (3-84)$$

em que  $g$  é a constante psicrométrica e a razão  $\left(\frac{\partial T}{\partial e}\right)$ , obtida a partir de dados de temperatura e pressão de vapor a vários níveis, pode obter-se para o fluxo de calor latente,  $LE$ , a partir da equação (3-83):

$$LE = \frac{(R_n - G)}{1 + b} \quad (3-85)$$

e para o calor sensível,  $H$ :

$$H = b \frac{R_n - G}{1 + b} \quad (3-86)$$

As equações (3-84), (3-85) e (3-86) indicam pois que, para o cálculo dos calores latente e sensível, são necessárias medidas ou estimativas do balanço radiativo,  $R_n$ , do fluxo de calor no solo,  $G$ , bem como dados de temperatura e pressão de vapor a vários níveis. Oke (1992), indica como adequados, os valores dos diversos parâmetros correspondentes às médias de períodos de 30min.

O método da razão de Bowen implica condições de estado estacionário dos campos radiativo e de velocidade de vento, e condições de fluxo constante em altura. Este método não é

constrangido por condições de estabilidade, na medida em que requer apenas similaridade entre  $K_H$  e  $K_{Ve}$  não com  $K_M$ .

Segundo Monteith *et al.* (1990), o método da razão de Bowen é preferível aos métodos de gradiente vertical, porque não necessita de factores de correcção. O método fica contudo mais indeterminado quando  $(R_n - G)$  tenda para zero, como seja à noite, ou noutras condições em que o balanço radiativo seja baixo.

### 3.1.6 - Equação de Penman-Monteith

Uma via alternativa para cálculo do calor latente é a utilização da equação de Penman-Monteith. Esta equação introduz um parâmetro,  $r_c$ , representativo da resistência do coberto. Pressupõe-se a vegetação representada por uma camada fina de vegetação, tipo "folha gigante", com as propriedades fisiológicas duma folha anfistomática, sendo a respectiva resistência estomática análoga e de igual valor à resistência do coberto. Os parâmetros de resistência do coberto,  $r_c$ , e de resistência estomática, desempenham assim papéis equivalentes nos processos de transferência de vapor de água em cobertos vegetais e em folhas. O calor latente vem então dado por:

$$LE = \frac{\bullet(R_n - G) + r_c \rho \{e_s(T(z)) - e(z)\} / r_{aM}}{\bullet + (q(r_c + r_{aM}) / r_{aM})} \quad (3-87)$$

O parâmetro D corresponde à taxa de variação da pressão de vapor de saturação,  $e_s$ , com a temperatura do ar,  $T$ . Essa taxa é dada, sob condições de temperatura do ar inferior a 40°, por:

$$D = LM_w e_s(T) / (RT^2) \quad (3-88)$$

sendo  $R$  a constante dos gases perfeitos e  $M_w$  o peso molecular do vapor de água. Segundo Tan *et al.* (1976), a resistência de coberto é uma função da resistência estomática, do índice de área foliar e da resistência à difusão de vapor de água através do volume de ar das copas. Considerando que, em cobertos florestais, esta última resistência é bastante mais baixa que a resistência estomática, os referidos autores propõem para estimativa de  $r_c$ , a equação seguinte:

$$1 / r_c = \sum_{j=1}^n (IAL_j / r_{sj}) \quad (3-89)$$

em que  $r_{sj}$  e  $IAL_j$  correspondem à resistência estomática e índice de área foliar na camada  $j$  e  $n$  é o número de camadas.

Alguns valores representativos de  $r_c$ , expressos em s/m, apresentados por Oke (1992), são da ordem de zero em água livre, 70 em erva rasteira, 50 em culturas agrícolas e 80-150 em cobertos florestais.

Shuttleworth *et al.* (1984), para floresta amazônica, indicam valores de resistência de coberto variando entre 100 e 1000s/m. Em florestas de resinosas, Stewart *et al.* (1973) e Lee *et al.* (1993b), indicam valores de  $r_c$  variando entre 100 e 400s/m. e entre 150 e 450s/m, respectivamente. Stewart *et al.* (1985) reportam, em povoamento de resinosas, valores de  $r_c$  variando entre 100 e 1000s/m. Verma *et al.* (1986) indicam, para povoamentos mistos de folhosas, valores de  $r_c$  variando entre 100 e 400s/m.

A equação de Penman-Monteith constitui, segundo Baldocchi (1994), o modelo mais versátil para o cálculo das taxas de evaporação em cobertos vegetais. A equação (3-87), considera o copado como uma "folha gigante" e permite o cálculo do fluxo turbulento de calor latente, por combinação da equação do balanço energético da superfície com uma equação de fluxo de massa recorrendo a parâmetros de resistência, obtidos pelo conceito de analogia eléctrica. O referido autor aponta como pontos fracos da equação de Penman-Monteith: i) o recurso ao conceito de resistência de coberto, algo indefinido e dependente de variados factores isoladamente e em interacção ii) a estrita dependência de variáveis meteorológicas medidas, sem considerar toda a dinâmica da camada limite convectiva planetária, que como referiremos, influencia de forma determinante a mecânica dos processos de trocas de vapor de água na atmosfera e, iii) a maior dificuldade para a caracterização de cobertos esparsos, uma vez que a equação de Penman-Monteith foi deduzida para superfícies horizontalmente homogéneas.

Jarvis *et al.* (1986), citados por Baldocchi (1994), para análise das contribuições da energia disponível, défice de humidade atmosférica e resistência de coberto, ao processo de evapotranspiração, reformularam a equação (3-87) na forma seguinte:

$$LE = \frac{W(R_n - G)}{R_a + R_c + R_b} + (1 - W) \frac{L \{e_s(T(z)) - e(z)\}}{R_a + R_c + R_b} \quad (3-90)$$

em que os termos  $W$  e  $R_b$  correspondem ao denominado coeficiente de acoplamento (Baldocchi, 1994) e à resistência laminar ao nível das superfícies foliares, respectivamente.

Esta forma de escrita, (3-90), da equação de Penman-Monteith, introduz os conceitos de evapotranspiração de equilíbrio,  $LE_{eq}$ , evapotranspiração imposta,  $LE_b$ , e o factor de acoplamento,  $W$ .

$LE_{eq}$  é definido por Baldocchi (1994), do seguinte modo:

$$LE_{eq} = \frac{W}{W + 1} (R_n - G) \quad (3-91)$$

O coeficiente  $W$  é também designado como factor de desacoplamento (decoupling factor) por diversos autores. Neste trabalho, optaremos pela designação de factor de acoplamento dada por Baldocchi (1994). A condição de evapotranspiração potencial,  $LE_{pot}$ , traduz a situação de evaporação máxima no caso extremo de uma superfície uniformemente húmida, a qual, segundo Monteith *et al.* (1990), pode ser água livre ou um coberto vegetal com amplas disponibilidades hídricas. Com a saturação progressiva da atmosfera adjacente à superfície, o défice pressão de vapor e a evaporação vão diminuindo, atingindo-se a situação de evaporação de equilíbrio. A evaporação de equilíbrio é pois uma situação limite, correspondente, segundo Cunha (1977), à taxa de evaporação de uma superfície em regime de evaporação livre, após a saturação da atmosfera adjacente. A equação (3-91) corresponde ao primeiro termo do lado direito da equação (3-90), quando  $W = 1$ .

Segundo Monteith *et al.* (1990), o termo  $WLE_{eq}$ , na equação (3-90), corresponde à taxa de evapotranspiração que ocorreria se o balanço energético de uma superfície fosse dominado pelo termo radiativo diabático, da equação de Penman-Monteith, sem qualquer relação com as condições atmosféricas. No entanto, para os mesmos autores, a presença do parâmetro  $D$ , dependente da temperatura do ar, na referida expressão, confere alguma dependência de  $LE_{eq}$  relativamente a essa temperatura e, por essa via, à atmosfera.

Uma equação que relaciona as condições de evaporação potencial e de equilíbrio, é a equação de Priestley-Taylor, indicada em Vogt *et al.* (1990), que basicamente se pode escrever:

$$LE_{pot} = 1.26 LE_{eq} \quad (3-92)$$

A explicação mais profunda deste conceito de evaporação de equilíbrio, complementar à acima indicada, é apresentada por autores citados em Monteith *et al.* (1990). Os mesmos autores, derivaram a evaporação de equilíbrio por tratamento matemático relativo à transferência de calor sensível e latente, no interior da camada limite atmosférica planetária, estática. Essa camada apresenta uma espessura de aproximadamente 1Km e é limitada superiormente, como se referiu no Capítulo 1, por uma inversão térmica. O referido tratamento matemático, deriva da circunstância de a evapotranspiração superficial não depender apenas das características da superfície do planeta e da camada superficial. A dinâmica de toda a camada limite planetária e o controlo das massas de ar seco ou húmido no interior da camada limite convectiva, desempenham um papel fundamental no desenvolvimento dos processos de trocas de vapor de água na atmosfera.

A existência do factor constante de 1.26 na equação (3-92) traduz, de forma quantitativa, o facto de que a evapotranspiração potencial é superior à evaporação de equilíbrio. Segundo Monteith *et al.* (1990), esse factor parece depender da forma, discutida no Cap.1, como a espessura da camada limite planetária evolui ao longo do dia, e da recepção de ar seco por essa camada, resultante de movimentos descendentes de massas de ar, retidas pela camada planetária de inversão.

Baldocchi *et al.* (1997), referem que, em condições de secura dos cobertos vegetais, o fluxo turbulento de calor latente é da ordem de 50% de  $LE_{eq}$ , aproximando-se ou excedendo 1, quando a camada de vegetação se encontra molhada. No seu trabalho, citam referências bibliográficas que indicam razões  $LE/LE_{eq}$  entre 0.24 e 0.36, em cobertos florestais, nas referidas condições de secura. Os mesmos autores referem que cobertos vegetais homogêneos, formando copas fechadas e com amplas disponibilidades hídricas, transpiram à taxas de 1.26 vezes a evapotranspiração de equilíbrio.

A quantidade complementar  $(1-W)LE_i$ , correspondente ao segundo termo do lado direito da equação (3-90), dita evapotranspiração imposta, diz respeito à taxa de evapotranspiração que ocorreria se o balanço energético de uma superfície fosse dominado pelo termo adiabático.

Este termo aumenta com o valor do produto  $\Gamma c_p (e_s(T(z)) - e(z))/r_a$ , quando o valor de  $r_a$  é muito baixo, em situações de vento forte e cobertos rugosos do tipo florestal. A componente adiabática da equação (3-87) também aumenta, quando o valor do balanço radiativo é mais baixo.

A analogia eléctrica pode ser aplicada ao segundo termo do lado esquerdo da equação (3-90), verificando-se então que o défice de pressão de vapor funciona como a diferença de potencial, sendo o papel da resistência eléctrica desempenhado pelo somatório das diversas resistências indicadas à difusão de vapor.

O factor de acoplamento  $W$ , factor regulador da partição na equação (3-90), entre as evaporações de equilíbrio e imposta, é definido da seguinte forma:

$$W = (D/g + I) / (D/g + I + (r_c/r_a)) \quad (3-93)$$

Pela expressão (3-93), pode desde logo inferir-se o papel determinante da resistência de coberto, enquanto agente condicionante do factor de acoplamento  $W$ , para cobertos do tipo florestal, caracterizados por elevados valores de  $r_c$  e baixos valores de  $r_a$ . Pela observação da equação (3-90), pode também deduzir-se uma relação directa entre o parâmetro  $W$  e a razão  $LE/LE_{eq}$ .

O factor  $W$  deriva, segundo Jarvis *et al.* (1986), citados por Baldocchi (1994), da análise da variação relativa da resistência do coberto, relativamente à variação relativa de fluxo de calor latente. Esse factor é de ordem aproximadamente unitária em superfícies lisas e bem providas de água, cujas taxas de evapotranspiração são da ordem de  $LE_{eq}$ . O factor  $W$  apresenta valor próximo de zero, para superfícies com maior rugosidade aerodinâmica, onde as taxas de evapotranspiração são acopladas ao défice de pressão de vapor atmosférico.

Monteith *et al.* (1990), referem valores de  $W$  variando entre 0.1 e 0.2 em florestas (forte acoplamento) e 0.8 e 0.9 para cobertos mais baixos.

Oke (1992), confirma que em condições de ausência de precipitação e seca das superfícies, os cobertos vegetais mais baixos, com elevados valores de resistência aerodinâmica, estão fracamente acoplados à dinâmica atmosférica, pelo que o respectivo regime de evapotranspiração estará mais dependente dos termos de energia disponível ou de balanço

radiativo do que ao déficit de pressão de vapor. Pelo contrário, os cobertos altos estão fortemente acoplados a camadas atmosféricas espessas, pelo que o fluxo de calor latente estará mais estritamente associado às variações do déficit de pressão de vapor da atmosfera. Considerando  $E_f$  e  $E_c$  como as evapotranspirações da floresta e do coberto mais baixo,  $T_c$  e  $T$  como as temperaturas do coberto e do ar, o referido autor compara os regimes de evapotranspiração dos dois tipos de coberto através dos modelos simplificados seguintes:

$$E_c = (e_s(T_c) - e(T)) / (r_c + r_a) \quad (3-94)$$

$$E_f = (e_s(T_c) - e(T)) / (r_c + r_a) \gg (e_s(T) - e(T)) / r_c \quad (3-95)$$

Na expressão (3-95), despreza-se o termo de resistência aerodinâmica e são assumidas pequenas dimensões das folhas e rugosidade baixa, considerando-se assim  $T_c \gg T$ .

Dado que durante o dia, período de transpiração activa, a temperatura superficial dos cobertos baixos é mais elevada que a temperatura do ar, o numerador de (3-94) será, em igualdade de todas as outras condições, maior que o de (3-95). Por outro lado, também a resistência total dos cobertos baixos é menor que as dos cobertos florestais, pelo que o denominador de (3-94) é menor que o de (3-95). Daqui resulta que, em condições de secura das superfícies,  $E_f < E_c$ .

Pela expressão (3-94), o potencial evaporativo do coberto vegetal baixo depende da temperatura do coberto, por sua vez função da radiação solar absorvida. Pela expressão (3-95), o potencial evaporativo do coberto florestal está acoplado à temperatura do ar e ao déficit de pressão de vapor atmosférico.

Deve considerar-se adicionalmente que, segundo Kelliher *et al.* (1990), as taxas de evapotranspiração de equilíbrio dependem do grau de desenvolvimento do escoamento na camada limite atmosférica na zona adjacente aos cobertos. Num coberto florestal, a dinâmica solo – planta – atmosfera é normalmente perturbada por fenómenos intermitentes. Os mesmos autores, consideram que os períodos entre esses fenómenos repentinos, são insuficientemente longos para que se possam atingir taxas de evapotranspiração de equilíbrio, aos vários níveis do coberto vegetal.

Monteith *et al.* (1990) e Baldocchi *et al.* (1997), entre outros, referem o aumento da resistência estomática e logo, por (3-93), um decréscimo de  $W$ , em consequência do

desenvolvimento de condições de carência de água no solo. O equilíbrio hídrico deverá ser então reajustado por regulação da actividade estomática. O mecanismo proposto para tal, por Baldocchi *et al.* (1997), é o da libertação pelas raízes das árvores de compostos químicos como o ácido absísico, incentivador do encerramento dos estomas. Para os mesmos autores, o conceito de carência de água do solo dependerá da sua textura e capacidade de retenção/libertação hídrica, bem como das possibilidades das plantas para a pesquisa de água a níveis mais profundos. Stewart *et al.* (1985), apresentam dados relativos a pinhal, presentes nas Fig.3.8 e 3.9, que mostram a importância da humidade do solo, na dinâmica da resistência de coberto.

Fig.3.8 - Variação da resistência de coberto, em ecossistema pinhal (s/m), com a radiação solar e humidade do solo (● solos húmidos, ○ solos secos) (adap. de Stewart *et al.* (1985))

Fig. 3.9 - Variação da resistência de coberto ( $s/m$ ), em ecossistema pinhal, com o déficit de humidade específica do ar e humidade do solo (• solos húmidos, o solos secos) (adap. de Stewart *et al.* (1985))

Pela equação (3-89), o índice de área foliar é outro factor importante na regulação dos valores de resistência de coberto e dos processos de transpiração. Blanken *et al.* (1997), apresentam evidência disso mesmo ao reportarem, no ano de 1994, alteração drásticas do coeficiente de acoplamento em floresta de folhosas de folha caduca entre os períodos anteriores e posteriores à formação de folhagem. O período de pré-folhagem foi caracterizado por um coeficiente de acoplamento  $W$  de 0.08 que, pela equação (3-93), indicará alta resistência de coberto e baixa resistência aerodinâmica e indicativo de um bom acoplamento entre um coberto rugoso e a camada limite convectiva. O período de pós-folhagem foi caracterizado por um coeficiente de acoplamento  $W$  de 0.31, ou seja por um menor acoplamento à camada limite convectiva, em consequência da existência de uma camada de folhada aerodinamicamente mais lisa e portanto com maior valor de  $r_a$ .

Baldocchi *et al.* (1997), referem também um pinhal rugoso, com baixo nível de área foliar em que a resistência de coberto é superior em uma ordem de grandeza à resistência aerodinâmica. Os mesmos autores referem também que, pela análise da equação de Penman-Monteith, os

valores da razão de Bowen superiores a 1, ocorrem quando a resistência estomática é bastante superior à resistência aerodinâmica.

Lindroth (1985), com base em resultados de variação da razão de Bowen de ordem de 4 vezes entre 0.5 e 2, obtidos em pinhal em Jädraas, Suécia, aponta uma significativa variabilidade sazonal dessa razão nos cobertos florestais, em consequência de variações simultâneas de parâmetros como a resistência de coberto e o fluxo de calor latente, resultantes da necessidade de ajustamento dos povoamentos ao ambiente envolvente. O referido autor confirma a ideia de que a maior rugosidade dos cobertos florestais implica que o fluxo directo de calor latente na atmosfera é principalmente controlado por factores fisiológicos e pela humidade do ar. Nesta situação, típica de um regime de evapotranspiração imposta, a relação entre o balanço radiativo e o fluxo de calor latente é predominantemente indirecta.

No contexto das considerações acima apresentadas, de acordo com Baldocchi *et al.* (1997), um coberto vegetal elevado, com pouca folhagem e rugoso, com valores de resistência de coberto bastante superiores à resistência aerodinâmica, terá tendência a apresentar uma razão  $H/LE$  elevada. Por oposição, em igualdade de condições, um coberto baixo e liso terá tendência a apresentar uma razão  $H/LE$  baixa. Tais considerações são confirmadas pelas informações de Blanken *et al.* (1997), no exemplo citado de povoamento boreal de folhosas de folha caduca. Os resultados mensais indicaram um acréscimo do fluxo de calor sensível até ao período de emergência da folhada. Após isso, o fluxo de calor latente acompanhou o crescimento do índice de área foliar até Julho, após o que, sem queda de folhada, o valor médio desse fluxo turbulento diminuiu em consequência da redução do balanço radiativo.

McNaughton *et al.* (1991), apontam a importância da razão entre as resistências de coberto e aerodinâmica para a formulação da modelação matemática dos processos. Segundo esses autores, essa modelação deverá ser mais detalhada, em situações em que essa razão seja mais baixa. Na verdade, em tais situações, será necessário um estudo mais minucioso dos factores envolvidos nos processos ambientais de feedback e de controlo estomático da evapotranspiração.

Um tópico fundamental, associado à influência dos diversos factores na mecânica do funcionamento estomático, é o da variação diurna de  $r_c$ . Blanken *et al.* (1997), em floresta boreal de folhosas reportam valores mínimos de resistência de coberto no início do período matinal, seguidos de um acréscimo estacionário ao longo do dia. No início da manhã, em

condições de baixo déficit de pressão de vapor e teor de água interno elevado, em consequência da carga noturna, os estomas tendem a abrir para fotossintetizar, com perdas de água mínimas. O acréscimo linear da resistência estomática até meio da tarde, em condições de balanço radiativo abundante, foi consequência do acréscimo simultâneo do déficit de pressão de vapor. No período após o decréscimo do déficit de pressão de vapor, não houve diminuição do valor da resistência de coberto, em consequência da redução dos níveis de balanço radiativo, que entretanto ocorreu.

Em termos quantitativos, são diversos os autores que registam acréscimos diurnos para a resistência do coberto. Assim, Shuttleworth *et al.* (1984), em floresta amazônica, apresentam também um padrão de variação ascensional de 150 a 1000s/m. Verma *et al.* (1986), reportam igualmente, para povoamento misto de folhosas, tendências de acréscimo de  $r_c$  ao longo do período da tarde. Os mesmos autores, citam referências bibliográficas que apontam para o mesmo padrão de variação diária da resistência de coberto em cobertos florestais. Gash *et al.* (1975), em floresta temperada de resinosas apresentam também um padrão de variação ascendente da resistência de coberto entre 100 e 300s/m ao longo do dia. Lee *et al.* (1993b) e Stewart *et al.* (1973), para florestas de resinosas, indicam acréscimos similares de resistência de coberto durante o período da tarde como consequência do acréscimo de déficit de pressão de vapor e/ou abaixamento do balanço radiativo. Oke (1992), refere também aumentos de 100 a 350s/m em florestas de resinosas durante o período diurno, em consequência do aumento do déficit de pressão de vapor da atmosfera.

Baldocchi *et al.* (1997), defendem que os factores analisados, como o déficit de pressão de vapor, balanço radiativo ou o teor de humidade, apenas influenciam variações de resistência de coberto no curto prazo. Factores de longo prazo, associados a processos biogeoquímicos, em interacção com aqueles, são também, segundo aqueles autores, influenciadores da actividade estomática e dos processos de evapotranspiração e fotossíntese. Por exemplo, situações de precipitação modesta e curta estação de crescimento, em solos bem drenados, induzem baixas taxas de decomposição e mineralização da matéria orgânica, baixa disponibilidade de nutrientes, fracas taxas de crescimento e de nutrição e desenvolvimentos foliares. Estão assim criadas condições para uma baixa área foliar e grande resistência estomática, limitativa das funções fotossintéticas e de transpiração. Kelliher *et al.* (1995), mencionam igualmente a interacção existente entre a evapotranspiração, a resistência estomática e o balanço hídrico com a reciclagem biogeoquímica.

Os ciclos de carbono, água e minerais são assim reguladores indirectos dos fluxos atmosféricos de vapor de água e dióxido de carbono. Baldocchi *et al.* (1997), apresentam informação gráfica que sustenta que as maiores intensidades das actividades fotossintética e de transpiração estão associadas a copados vigorosos com folhagem abundante e vegetando em ecossistemas mais dinâmicos quanto a taxas de mineralização, reciclagem de nutrientes e transformação bioquímica da matéria orgânica.

A equação de Penman-Monteith é obtida a partir da conjugação do balanço energético numa superfície de água pura sujeita a circulação de ar com o modelo de transferência de calor latente em "folha gigante", para o qual Monteith *et al.* (1990), propõem a equação seguinte:

$$LE = \frac{-r_c \rho \{e(z) - e_s T(0)\}}{(g(r_c + r_a))} \quad (3-96)$$

sendo  $e_s(T(0))$  a pressão de vapor de saturação à temperatura,  $T(0)$ , ao nível  $d + z_{om}$ , ao qual a velocidade do ar se anula.

É claro que conhecendo o fluxo de calor latente, obtido p.ex. pelo método de covariância turbulenta, as equações (3-87), (3-95) e (3-96) permitem o cálculo da resistência do coberto, através das respectivas inversões. Este processo de cálculo de  $r_c$ , alternativo a um método de determinação directa, como p.ex. o correspondente à equação (3-89), é proposto em referências como Gash *et al.* (1975), Monteith *et al.* (1990), Blanken *et al.* (1997) ou Baldocchi *et al.* (1997).

Contudo, Baldocchi *et al.* (1991) referem que o valor da resistência de coberto que se obtém por esta via se relaciona apenas a aplicações ao fluxo de calor latente. A utilização desses valores de  $r_c$  para o cálculo dos fluxos de, p.ex., dióxido de carbono, não é recomendada sem prévias precauções. A temperatura  $T(0)$ , para aplicação na equação (3-96), pode ser obtida a partir do procedimento descrito na Secção 3.1.3.2.

Em Verma *et al.* (1986), é apresentada uma proposta de cálculo da resistência aerodinâmica para o vapor de água,  $r_{bM}$ , na seguinte forma:

$$r_{bM} = \frac{f_V}{f_M} \frac{\bar{U}}{u_*^2} + r_{bV} \quad (3-97)$$

em que  $r_{bV}$  é um termo do excesso de resistência, correspondente ao acréscimo de resistência aerodinâmica que uma dada superfície oferece à transferência de vapor de água, comparativamente à transferência de momento. O parâmetro  $r_{bV}$ , vem dado por:

$$r_{bV} = \left( \frac{2}{ku_*} \left( \frac{k}{D_v} \right) \right)^{2/3} \quad (3-98)$$

sendo  $k$  a const ante de von Karman,  $k$  a difusividade térmica e  $D_v$  a difusividade molecular do vapor de água.

- **3.2 - Parametrização da subcamada rugosa**

As considerações apresentadas sobre o método aerodinâmico e relações entre perfis e fluxos, reportam-se principalmente a estudos realizados sobre superfícies planas com elementos rugosos baixos. Segundo Cellier *et al.* (1992), o método aerodinâmico é de fácil aplicação, pois requer instrumentação barata e tem provado ser credível em superfícies lisas e homogêneas, com fetch adequado.

A desvantagem deste método, referida por autores como Jarvis *et al.* (1976), Garrat (1980), Raupach (1979), Raupach *et al.* (1980), Raupach *et al.* (1981) e Denmead *et al.* (1985), é a ocorrência do fenómeno designado como discrepância ou anomalia aerodinâmica.

Esse fenómeno, consiste na não coincidência entre os perfis de grandezas escalares e vectoriais na subcamada rugosa e os correspondentes à subcamada inercial, verificando-se, em consequência, que os fluxos turbulentos de calor latente e sensível, se avaliados pela metodologia fluxo-gradiente normal, são subestimados. São assim detectadas, para a subcamada rugosa, diferenças entre os valores dos fluxos calculados a partir da teoria fluxo-gradiente e os obtidos pelo método de covariância turbulenta.

Cellier *et al.* (1992), sintetizando a informação expressa na literatura, referem, o facto já mencionado na Secção 3.1.1., de que abaixo do topo da subcamada rugosa a turbulência não é determinada por uma única escala de comprimentos, mas por várias relacionadas com algumas características do coberto subjacente. Autores como Fazu *et al.* (1989) e Raupach *et al.* (1980), referem a importância aerodinâmica de factores como a altura e largura dos

elementos rugosos e espaçamento entre eles, que a par de  $z-d$  e  $u_*$ , controlam a dinâmica do escoamento. Tais factores traduzem-se em novas escalas de comprimento, tornando mais complexo o padrão de distribuição de fontes de momento e promovendo o desvio do perfil de velocidades relativamente ao tipo logarítmico clássico.

As relações clássicas fluxo-gradiente são, assim, válidas a alturas bem superiores a  $d+z_{0M}$ , devendo as medidas experimentais ser realizadas em níveis mais elevados que o topo da subcamada rugosa a qual, em termos médios, se estende verticalmente até cerca de duas vezes a altura dos elementos.

Essa condição metodológica é facilmente observável em superfícies de vegetação baixa. Em cobertos florestais, o topo da subcamada rugosa localiza-se eventualmente acima da zona atmosférica, susceptível de caracterização pelas medidas em torres de observação. A experimentação deve ser então conduzida a uma altura que não corresponda à vizinhança contígua do topo do coberto, mas que também não conduza a soluções impraticáveis, tanto do ponto de vista de custos, como do ponto de vista, referido, p.ex., em Mölder *et al.* (1999) e em Monteith *et al.* (1990), de requisitos de fetch acrescidos. A circunstância de os gradientes de grandezas escalares e vectoriais se atenuarem e, portanto, serem mais difíceis de detectar, é também apresentada por Simpson *et al.* (1998), como constrangedora à experimentação a níveis muito elevados.

Os factores adimensionais ou razões entre as difusividades turbulentas das subcamadas rugosa e inercial,  $\gamma_{M,H,V}$ :

$$\gamma_{M,H,V} = K^*_{M,H,V} / K_{M,H,V} \quad (3-99)$$

podem escrever-se também sob a forma:

$$\gamma_{M,H,V} = \bar{f}_{M,H,V} / \bar{f}^*_{M,H,V} \quad (3-100)$$

em que  $K^*_{M,H,V}$  e  $\bar{f}^*_{M,H,V}$  são denominadas, por Raupach (1979), como funções de influência. Essas funções são equivalentes aos parâmetros  $K$  e  $\bar{f}$ , indicados, p.ex., nas equações (3-31) e (3-49), distinguindo-se destes, por também dependerem de factores associados à geometria das superfícies.

O mesmo autor denomina, analogamente, os parâmetros  $F^*_{H,V}$ , por factores de influência:

$$F^*_{H,V} = \gamma_M \gamma_{H,V} \quad (3-101)$$

Os parâmetros  $F^*_{H,V}$  quantificam, para Cellier *et al.* (1992), a subestimação de fluxos acima mencionada. Seguindo os mesmos autores, a rugosidade tridimensional,  $ru$ , define-se como:

$$ru = l_y h / D^2 \quad (3-102)$$

sendo  $h$  a altura média dos elementos rugosos,  $l_y$  a largura média dos elementos na direcção perpendicular ao escoamento e  $D$  a distância média entre os elementos rugosos, definida por  $(A/n)^{1/2}$ , sendo  $n$  o número de elementos numa área horizontal  $A$ . Em condições de campo,  $ru$ , redefine-se como:

$$ru = IAP / D^2 \quad (3-103)$$

em que  $IAP$  é o índice de área de planta, ou área cumulativa dos elementos (incluindo ramos e folhas) por unidade de área de solo; segundo Cellier *et al.* (1992), em cobertos de folhas com distribuição isotrópica, a equação (3-103) fornece um valor exacto para a concentração de rugosidade.

Os tópicos seguintes, relativos às linhas de conclusão apresentadas por diversas referências sobre a natureza e causas do problema em análise, permitem uma visão sobre o problema em causa:

i) Os perfis de temperatura e velocidade na subcamada rugosa, para várias classes de estabilidade, apresentados em Fazu *et al.* (1989), para vegetação arbustiva, revelam uma maior uniformidade dos gradientes de vento e temperatura relativamente ao que seria de prever pela teoria convencional. Na verdade, para níveis mais baixos (altos) os valores da velocidade do vento são superiores (inferiores).

Os perfis de temperatura do ar, apresentam um gradiente decrescente em altura sendo, contudo, os respectivos valores superiores a níveis mais altos e inferiores a níveis mais baixos, relativamente ao que seria de esperar. A maior uniformidade dos perfis de temperatura e velocidade do vento sugere, segundo os mesmos autores, a existência de mecanismos de

mistura envolvendo vórtices de larga escala. Mölder *et al.* (1999) e Cellier *et al.* (1992) mencionam igualmente a atenuação dos gradientes de grandezas escalares e vectoriais.

Por outro lado, segundo Fazu *et al.* (1989), a discrepância observada entre os perfis observados e previstos, apresenta uma marcada dependência relativamente à estabilidade térmica. Em condições de instabilidade acrescida, as diferenças verificadas aumentam e as alturas a que se manifestam tais diferenças são também maiores;

**ii)** segundo trabalhos diversos citados por Cellier *et al.* (1992), em todos os tipos de coberto, variáveis quanto a  $ru$  numa escala de duas ordens de grandeza, o factor de influência  $\gamma_H$ , relativo à transferência de calor sensível, é da ordem de 1.7-2.5; quanto a  $\gamma_V$ , pelo menos para o caso florestal, os resultados experimentais de Denmead *et al.* (1985), com dados respeitantes à floresta de pinho de Uriarra, Austrália, Raupach (1979), e Shuttleworth (1989), com dados de floresta temperada de pinho em Thetford, Inglaterra e de floresta equatorial brasileira, bem como outros dados citados por Raupach *et al.* (1981) apontam para a mesma gama de valores, 1.5 a 2;

**iii)** o processo de transferência de momento segue, segundo Cellier *et al.* (1992), padrões distintos. Em cobertos mais esparsos, com valores de  $ru$  inferiores a 0.5, os valores de  $\gamma_M$  são similares aos de  $\gamma_H$ . Para cobertos com valores de  $ru$  superiores a 1-1.5 não ocorre acréscimo substancial de  $\gamma_M$  relativamente ao que se passa na subcamada inercial.

A transferência de momento sobre cobertos rugosos, depende fortemente das características das respectivas superfícies. Fazu *et al.* (1989), justificam este padrão indicando que o escoamento de ar em cobertos rugosos esparsos penetra mais no interior do coberto, incrementando dessa forma a difusividade de momento. Em cobertos rugosos mais densos, o escoamento analogamente ao que sucede sobre uma superfície plana, tende a deslizar sobre o topo do coberto. A consequência é que as transferências de momento sobre cobertos rugosos densos e superfícies lisas são equivalentes.

A Figura 3.10 permite uma comparação entre as funções  $f_{M,H,V}^*$  teóricas e reais.

**iv)** Bosveld (1997) e Högström *et al.* (1989), em cobertos florestais de resinosas, referem que os valores de  $\gamma_{M,H}$  apresentam tendência decrescente com altura acima dos cobertos.

A variação de  $\gamma_V$  com a altura, sobre a qual há menos investigação realizada, não suscita grande consenso entre os autores. Enquanto Högström *et al.* (1989) não definem um padrão explícito de tal variação, Cellier *et al.* (1992), em coberto de milho, apontam para tendências de variação de  $\gamma_V$  semelhantes a  $\gamma_{MH}$ ;

v) a independência de  $\gamma_{MH}$  com a estabilidade térmica é defendida por Cellier *et al.* (1992), para valores de  $x$  compreendidos entre -0.007 e -0.8 e por Högström *et al.* (1989), para valores de  $x$  compreendidos entre -0.5 e 0. Garrat (1980), para coberto florestal em Daly Waters, Austrália, também encontra a independência de  $\gamma_{MH}$  para condições de instabilidade térmica, correspondendo a valores de  $x$  compreendidos entre -0.01 e 5. Pode igualmente, segundo Cellier *et al.* (1992), nas gamas referentes a de  $-0.007 < x < -0.8$ , considerar-se como válido o pressuposto de independência da variação do regime variação de  $\gamma_V$  com a estabilidade térmica. Monteith *et al.* (1990), referem que a discrepância aerodinâmica é sobretudo notória em condições de instabilidade e neutralidade térmicas, sem contudo mencionarem a eventual independência de  $\gamma_{MH}$  com a estabilidade térmica.

Fig.3.10- Funções de estabilidade teóricas (a cheio) e determinadas experimentalmente (adap. de Denmead *et al.* (1985))

Para Högrström *et al.* (1989), o factor  $\gamma_v$  é dependente da estabilidade térmica, sendo as razões  $f_v/f_H$  medidas directamente, da ordem de  $0.98 \pm 0.6$  e  $1.48 \pm 0.5$  em classes de estabilidade  $x < -0.1$  e  $x > -0.1$ , respectivamente.

Para Raupach (1979), com resultados obtidos na floresta pinho em Thetford, Inglaterra, o padrão de variação de  $\gamma_{M,H,V}$  de cobertos florestais com a estabilidade térmica é algo distinto. Assim, para o referido autor, se  $\gamma_M$  não apresenta variação significativa com a estabilidade, já  $\gamma_H$  apresenta valores aproximados de 2 em condições de  $0.01 < x < 0.1$  e valores aproximados

de 3.5 para  $-0.02 < x < 0$ , com uma descontinuidade em condições de neutralidade térmica. Relativamente aos fluxos turbulentos de vapor de água, os resultados disponíveis referem-se apenas à condição de neutralidade térmica sendo da ordem de 2, o valor médio do parâmetro  $\gamma_H$

Fazu *et al.* (1989), referem aumentos de  $\gamma_{MH}$  respectivamente 1.65 para 2.23 e 2.5 para 3.74 com a passagem de  $x$  entre valores da ordem de  $-0.02$  para  $-0.2$ . Estes autores referem uma descontinuidade da variação a  $x = -0.1$ , a qual poderá ser provocada por acréscimo de actividade convectiva.

O pressuposto de não variação de  $\gamma_{M,H,V}$  com a estabilidade térmica é fundamental para uma adequada caracterização quantitativa dos escoamentos na subcamada rugosa.

A variabilidade indicada dos resultados respeitantes a tal pressuposto, vem evidenciar as dificuldades, registadas por Cellier *et al.* (1992) e Fazu *et al.* (1989), de parametrização uniforme dos fenómenos.

**vi)** Raupach (1979) e Fazu *et al.* (1989), rejeitam a possibilidade da anomalia aerodinâmica se poder corrigir por adaptação de valores de  $d$ , por forma a que os fluxos obtidos serem análogos ao método de covariância turbulenta. Essa circunstância, segundo Raupach (1979), é devida ao facto de tal procedimento, em diversos trabalhos, conduzir à obtenção de valores de  $d$  demasiado baixos, para se considerarem realistas, e fortemente dependentes das variações da estabilidade térmica. A prática generalizada é fixar  $d$  ao valor relativo à transferência de momento e incorporar as diferenças entre as grandezas escalares nas funções  $f^*$ . Tais funções, como se referiu acima, dependerão não apenas da estabilidade térmica, como também de variáveis associadas à estrutura da superfície.

Para Fazu *et al.* (1989), a não utilização de um único valor de  $d$  não significa a aceitação da identidade da distribuição espacial de fontes, sumidouros, de momento, calores sensível e latente.

Esta prática constitui antes a parametrização possível, perante a escassez de conhecimento dos processos de transferência turbulenta, junto a superfícies rugosas complexas, com uma distribuição espacial bastante variável dos conjuntos fontes - sumidouros das grandezas escalares e vectoriais;

vii) Os diversos autores apresentam hipóteses alternativas quanto à altura da subcamada rugosa. Fazu *et al.* (1989), cita referências segundo as quais, de um ponto de vista teórico, a interface entre as subcamadas rugosa e inercial,  $z_* = Z_* - d$ , se deve situar a uma altura, manifestamente elevada, correspondente a um intervalo de 50 a 100 vezes o comprimento de rugosidade do momento,  $z_{0M}$ .

Garrat (1980), em coberto arbóreo, apresenta valores experimentais para a razão  $z_{*H}/z_0$ , da ordem de 100 para o perfil de temperatura e de 35 e 150 para o perfil de velocidades em cobertos mais densos e menos densos, respectivamente. Para cobertos muito densos o referido autor, assumindo  $z_{0M}$  da ordem de 5 a 10% da altura do coberto,  $h$ , indica a possibilidade de  $z_{*M}/z_0$  assumir valores da ordem de 10. Monteith *et al.* (1990) apontam  $z_*$  da ordem de  $10z_0$ , considerando  $z_0$  da ordem de  $0.1h$ .

Mihailovic *et al.* (1999), referem que em cobertos arbóreos, o comprimento da subcamada rugosa está compreendido entre  $d+10z_{0M}$ , e  $h+20z_{0M}$ . Para estes autores, considerando  $z_{0M}$  da ordem de  $0.1h$ , a altura da subcamada rugosa variará entre uma e duas vezes a altura dos cobertos.

Bosveld (1997), refere a altura de  $20z_{0M}$ , acima do solo florestal, como representativa da altura da camada subrugosa. O mesmo autor cita como  $25z_{0M}$ , o resultado equivalente para Thom *et al.* (1975) na floresta de Thetford. Outros autores utilizam a altura média das árvores, como unidade de escala para o nível da subcamada rugosa.

Assim, Mölder *et al.* (1999), com base em dados obtidos em floresta com árvores de 24.5m e com medidas a níveis até 87.5m, concluem que a subcamada rugosa se estende até cerca do dobro da altura dos elementos individuais. Cellier *et al.* (1992), para um coberto de milho, apontam para valores de  $Z_*$  da ordem de  $2.2h$ .

Simpson *et al.* (1998), com base em medidas em povoamento de folhosas com altura média de 20m, apontam também  $2h$  como ordem de grandeza da altura da subcamada rugosa. Estes autores referem igualmente que  $1.4h$  é a altura mínima a que as medidas de fluxo se podem fazer, sem grande risco de quebra dos princípios fluxo-gradiente e da teoria de semelhança dinâmica de Monin-Obukhov. Baldocchi *et al.* (1995), no mesmo sentido, referem que a

colocação do sistema medição de fluxos a um nível compreendido entre 1.3 e 1.5 da altura do coberto é suficiente para evitar a influência da subcamada rugosa.

Raupach *et al.* (1980), em estudos em túnel de vento, também citam referências sugestivas de que o limite superior da subcamada rugosa, em cobertos pouco densos, seja da ordem de  $2h$ .

Garrat (1980), propõe o espaçamento entre elementos,  $D$ , como parâmetro utilizado para quantificação da altura da subcamada rugosa, referindo a distância  $D$  como uma boa estimativa de escala dimensional do campo de esteiras e dessa forma da espessura da camada de ar afectada pelas mesmas. Raupach (1979) e Raupach *et al.* (1980) defendem igualmente que a altura da subcamada rugosa é de dimensão de ordem  $D$ .

**viii)** as causas e mecanismos funcionais apontados para a dita anomalia aerodinâmica, são também muito diversas. A principal razão para a não verificação da teoria fluxo-gradiente na subcamada rugosa é, para autores como Kaimal *et al.* (1994), Denmead *et al.* (1985) e Fazu *et al.* (1989), a predominância de fenómenos intermitentes tipo rajada, nos processos de transporte turbulento. Os vórtices responsáveis por tal transporte, apresentam escala de comprimentos iguais ou, de acordo com Blanken *et al.* (1998), várias vezes superiores à altura das árvores, pelo que a difusão turbulenta se processa a uma escala maior que aquela correspondente à prevista pela teoria fluxo-gradiente, onde, em princípio, se obtêm os gradientes médios das grandezas correspondentes aos fluxos. Fazu *et al.* (1989), apresentam resultados de fluxo de calor sensível fluxo contra-gradiente na zona imediatamente acima do coberto, ou seja fluxo em direcção contrária ao que seria de esperar pelo gradiente de temperaturas.

A Figura 3.11 é ilustrativa deste fenómeno de fluxo contra-gradiente em pinhal. Do lado esquerdo da Figura verifica-se um fluxo ascendente de calor sensível, não obstante o gradiente ascensional de temperatura potencial, ao centro um fluxo ascendente de calor latente, sem gradiente de humidade e à direita um fluxo de  $\text{CO}_2$  significativo, abaixo do nível atmosférico de menor concentração desse gás.

Fig. 3.11 - Fluxos turbulentos de calor sensível, latente e CO<sub>2</sub> em situação de contra-gradiente (adap. de Denmead *et al.* (1985))

Na Secção 4.2.4 serão analisados processos expeditos de análise do carácter intermitente dos fenómenos turbulentos na camada limite superficial.

Outro mecanismo responsável, segundo Raupach *et al.* (1980), por um eventual acréscimo de difusividade de momento é o da difusão de esteiras. Este mecanismo consiste na interação de esteiras turbulentas horizontais de pequena escala dimensional com o escoamento médio, de que resultam variações de pressão acréscimo de difusividade e atenuação dos gradientes verticais. Essas esteiras são do tipo vórtices ferradura, referidas em Raupach *et al.* (1980), e Arya (1988), rotativos que envolvem os elementos rugosos individuais, com eixo orientado segundo as linhas de corrente, e portanto, segundo Tennekes *et al.* (1980), mais eficientes na difusão vertical de momento. O papel das referidas esteiras turbulentas enquanto agentes contribuintes para a discrepância aerodinâmica, é também referido por Monteith *et al.* (1990).

Fazu *et al.* (1989) citam, a partir de referências diversas, mecanismos de natureza térmica para explicar o aumento da eficiência da transferência de calor sensível na subcamada rugosa em coberto florestal, relativamente à transferência de momento. O primeiro mecanismo é o denominado como difusividade térmica de esteira. Tal mecanismo justifica para o coberto florestal, o acréscimo da difusividade térmica turbulenta,  $K_{th}$ , de carácter impulsivo, relativamente à difusividade de momento,  $K_M$ , através do pressuposto de uma similaridade

térmica entre a esteira de um cilindro aquecido, em ambiente experimental, e a situação de um coberto florestal.

O segundo mecanismo explicativo da diferença de valores entre  $K_M$  e  $K_H$ , consiste no desenvolvimento de actividade de convecção livre em condições de instabilidade térmica que, em tais condições, se traduz no aumento do factor  $\gamma_H$ . Para estes autores, a presença nos ecossistemas de gradientes horizontais de temperatura (p.ex., localizados nas árvores e nos espaços entre elas, ou em períodos de forte insolação em zonas de exposição oposta) e de campos de temperatura heterogéneos, será suficiente para desencadear fenómenos convectivos de natureza livre/mista, provavelmente dependentes de interacção complexa entre factores como a insolação, ângulo solar, taxas de arrefecimento das copas das árvores por via evaporativa ou por permuta do calor armazenado pelas diversas formas de biomassa. Tais factores deverão actuar independentemente do campo de velocidade do vento, em micro-condições de fraca circulação de ar, p.ex. sob a zona de copas, favoráveis a uma adequada manutenção do processo de convecção livre. Monteith *et al.* (1990) referem também papel de contribuição das plumas térmicas para os fenómenos aerodinâmicos da subcamada rugosa.

Coppin *et al.* (1986), Raupach (1989) e Kaimal *et al.* (1994), propõem uma perspectiva lagrangiana, segundo a qual, no interior da subcamada rugosa, os coeficientes de difusividade turbulenta das grandezas escalares,  $K_L$ , representativos do crescimento das respectivas plumas, são dependentes do tempo de percurso das partículas de fluido de transporte e obedecem principalmente aos efeitos dispersivos do campo de velocidades próximo da emissão, tipo "near-field". Esses efeitos são por natureza persistentes, cumulativos e não aleatórios, sendo quantificados por uma equação do tipo:

$$S_z(t) = 2K_L(t) = tS_w \quad (3-104)$$

em que  $S_z$  é o desvio padrão das distâncias percorridas pelas partículas na direcção vertical,  $S_w$  é o desvio padrão da componente vertical da velocidade lagrangeana e  $t$  é o tempo de viagem das partículas de fluido a partir do ponto de emissão. Esta equação é válida para  $t \ll \hat{A}_L$  ou  $t/\hat{A}_L \rightarrow 0$ . O parâmetro  $\hat{A}_L$  é a denominada escala de tempo lagrangeana, definida como o integral:

$$\mathcal{S}_L = \int_0^{\infty} R_L(t) dt \quad (3-105)$$

sendo  $R_L(i)$  a função de correlação lagrangeana da componente vertical da velocidade  $w$ , definida por:

$$R_L(i) = \frac{\overline{w'(t)w'(t+t)}}{w'^2} \quad (3-106)$$

A escala de tempo lagrangeana, de acordo com Kaimal *et al.* (1994), está relacionada com a escala de comprimentos euleriana,  $L_w$ . Esses autores assumem que  $\hat{A}_L \gg L_w/S_w$ .

As contribuições dos efeitos dispersivos de proximidade serão assim resultado da sobreposição das plumas escalares transportadas, independentemente umas das outras, pelo campo de velocidades do escoamento. Essas plumas são provenientes das múltiplas fontes pontuais, distribuídas no ecossistema.

Os efeitos dispersivos de proximidade são contrários aos efeitos dispersivos ditos de afastamento, tipo "far-field", de tipo aleatório e mais difusivo, de afastamento relativamente às fontes de emissão e quantificáveis por uma equação do tipo:

$$S_z(t) = (2t \hat{A}_L S_w^2)^{1/2} \quad (3-107)$$

válida para  $t \gg \hat{A}_L$  ou  $t/\hat{A}_L \rightarrow \infty$ .

Segundo Coppin *et al.* (1986), nas condições "far-field", a difusividade turbulenta,  $K_L(t)$ , tende para o valor constante  $S_w^2 \hat{A}_L$ . Os resultados desses autores, em túnel de vento, são indicativos de que o contributo destes efeitos de afastamento, para os processos de transporte de calor sensível no interior da subcamada rugosa, é diminuto. Acima dessa subcamada a difusividade turbulenta já se processa de acordo com os efeitos dispersivos de afastamento.

A análise turbulenta lagrangeana, enquanto mecanismo para quantificação dos fenómenos aerodinâmicos na subcamada rugosa, vem assim destacar a interacção entre a distribuição dos sistemas fonte-sumidouro, p.ex. as folhas individuais, de escalares como o calor sensível, o vapor de água ou o CO<sub>2</sub> com o campo de velocidades do escoamento, durante o período de tempo em que se mantém a autocorrelação entre as flutuações desse campo.

O ponto paradoxal da análise lagrangeana, referido por Kaimal *et al.* (1994) é o de que os mecanismos de dispersão de proximidade, por natureza sistemáticos e persistentes, típicos duma turbulência homogénea, vêm justificar os fenómenos de anomalia aerodinâmica, devidos, como vimos, a episódios turbulentos como vórtices de grandes dimensões ou a esteiras formadas a jusante dos elementos rugosos individuais. Tais episódios são uma antítese ao conceito de turbulência homogénea.

**ix)** Em referências como Cellier *et al.* (1992) e Mölder *et al.* (1999) são apresentadas tentativas de sistematização no sentido de se tentarem modelos unificados para parametrização dos fenómenos atmosféricos da subcamada rugosa. Estes modelos baseiam-se em dois pressupostos controversos: o da independência dos factores de influência relativamente às condições de estabilidade térmica e o da consideração de a altura da subcamada rugosa ser a única escala de comprimentos a considerar.

Mölder *et al.* (1999), com base em Cellier *et al.* (1992), propõem a seguinte formulação corrigida para os gradientes adimensionais (3-33) e (3-34):

$$\frac{d(u)}{d(z)} \frac{k(z-d)}{u_*} = \bar{f}_M^* \left( x, \frac{z-d}{Z_*-d} \right) \quad (3-108)$$

$$\frac{d(T)}{d(z)} \frac{k(z-d)}{T_*} = \bar{f}_H \left( x, \frac{z-d}{Z_*-d} \right) \quad (3-109)$$

em que as novas funções  $\bar{f}_M^*$  e  $\bar{f}_H^*$  são dadas por:

$$\bar{f}_M^* \left( x, \frac{z-d}{Z_*-d} \right) = j_M \left( \frac{z-d}{Z_*-d} \right) \bar{f}_M(x) \quad (3-110)$$

$$\bar{f}_H^* \left( x, \frac{z-d}{Z_*-d} \right) = j_H \left( \frac{z-d}{Z_*-d} \right) \bar{f}_H(x) \quad (3-111)$$

sendo  $\bar{f}_M$  e  $\bar{f}_H$ , em condições de instabilidade térmica, definidas por (3-50).

As funções multiplicativas,  $j$ , assumem uma independência entre as condições de instabilidade e os parâmetros de rugosidade. Tais funções  $j_{M,H}$  utilizam-se para contabilizar os efeitos da rugosidade superficial, sendo dadas, segundo Mölder *et al.* (1999), por:

$$j_M = \left( \frac{z}{z_*} \right)^n \quad (3-112)$$

$$j_H = \left( \frac{z}{z_*} \right) \quad (3-113)$$

A constante  $n$  varia entre 0 para cobertos densos e 1 para cobertos esparsos.

As equações (3-108) a (3-111) são então combinadas na seguinte formulação integral:

$$\begin{aligned} u \frac{k}{u_*} = & \ln \left( \frac{z-d}{z_{oM}} \right) - (Y_M(x) - Y_M(x_{oM})) + \\ & + \int_z^{z_a} \frac{1}{z-d} f_M (1-j_M) dz \end{aligned} \quad (3-114)$$

$$\begin{aligned} (T(z) - T(s)) (k/T_*) = & \\ = & \ln \left( \frac{z-d}{z_{oT}} \right) - (Y_H(x) - Y_H(x_{oT})) + \\ & + \int_z^{z_a} \frac{1}{z-d} f_i (1-j_i) dz \end{aligned} \quad (3-115)$$

em que  $Y_M$  e  $Y_H$  são as funções dadas, em condições de instabilidade térmica, por (3-67) e (3-68) e  $x_{oM}$  e  $x_{oT}$  se referem aos valores de  $x$  aos níveis  $z_{oM}$  e  $z_{oT}$ , respectivamente. A principal diferença para a aplicação desta modelação, relativamente ao processo iterativo normal, consiste na incorporação e resolução numérica dos integrais no lado direito das equações (3-114) e (3-115).

### i) 3.3 - Método de covariância turbulenta

O método directo, conhecido como o método de correlação turbulenta ou de covariância turbulenta, de aplicação mais generalizada nos últimos 10-13 anos, baseia a quantificação dos

fluxos de massa e energia na medição instantânea das propriedades dos vórtices turbulentos, quando os mesmos passam num ponto de medida. O método de covariância turbulenta é o método considerado mais rigoroso para o cálculo de fluxos de massa e energia, sendo também usado como calibrador de outros métodos, já discutidos, como sejam, o aerodinâmico ou a equação de Penman-Monteith para cálculo da evapotranspiração.

A turbulência atmosférica causa o movimento contínuo de vórtices com propriedades escalares e vectoriais. Como se referiu no Cap. 1, esse movimento é detectável por registo das flutuações de duração infinitesimal dessas grandezas em torno de um valor médio, calculado a partir de dados correspondentes a períodos da ordem de meia hora. Qualquer grandeza,  $k$ , pode ser então escrita na forma seguinte:

$$k = \bar{k} + k' \quad (3-116)$$

em que  $\bar{k}$  representa o valor médio e  $k'$  a flutuação.

Os vórtices transportam grandezas escalares e vectoriais, associados aos diversos fluxos, como a massa específica  $\rho$ , a velocidade vertical  $w$  e o teor volumétrico da grandeza escalar,  $k$ , a que se refere o fluxo. Segundo Oke (1992), o valor médio de  $w$  é nulo em consequência de num local plano, suficientemente extenso e geometricamente uniforme, não existir escoamento preferencialmente vertical e também porque, num tal local, a massa de ar ascendente durante um período razoável (10min no mínimo) iguala a massa da ar descendente. A velocidade média do vento na camada de fluxo constante é horizontal. O valor da flutuação de  $w$ ,  $w'$ , será positivo no caso de movimento ascendente, ou negativo em caso contrário.

O fluxo médio da grandeza,  $F$ , virá dado por:

$$F = \overline{(\bar{\rho} + \rho')(\bar{w} + w')(\bar{k} + k')} \quad (3-117)$$

$$F = \overline{\bar{\rho} \bar{w} \bar{k}} + \overline{\bar{\rho} \bar{w} k'} + \overline{\bar{\rho} w' \bar{k}} + \overline{\bar{\rho} w' k'} + \overline{\rho' \bar{w} \bar{k}} + \overline{\rho' \bar{w} k'} + \overline{\rho' w' \bar{k}} + \overline{\rho' w' k'} \quad (3-118)$$

Nesta última equação as médias das flutuações são nulas, por definição. Em particular, as flutuações de  $\rho$  são nulas como consequência de o escoamento ser considerado sem variações de densidade ou incompressível. O valor médio de  $w$  é também nulo.

A equação (3-118) virá assim simplificada para:

$$F = \overline{\rho w k'} \quad (3-119)$$

A equação (3-119) aplicada aos vários fluxos de momento, calor sensível e calor latente, vem dada por:

$$t = -\overline{\rho u' w'} \quad (3-120)$$

$$H = \overline{\rho c_p w' T'} \quad (3-121)$$

$$LE = \overline{\rho L w' q'} \quad (3-122)$$

Para obter as flutuações correspondentes às equações enunciadas, é necessário equipamento instrumental sensível às flutuações turbulentas, bem como capacidade de armazenamento da informação. A resposta dos sensores deve ser sincronizada e em frequência suficientemente elevada para registrar flutuações das propriedades dos vórtices mais pequenos, ainda capazes de proceder ao transporte turbulento. Segundo Monteith *et al.* (1990), em igualdade de outros factores, as dimensões dos vórtices aumentam com a rugosidade superficial e com a velocidade do vento. Para os mesmos autores, os estudos aerodinâmicos, em cobertos florestais rugosos, requererão sensores capazes de operar entre 0.1 e 10Hz. Os estudos equivalentes em superfícies planas requererão sensores de resposta a apenas 0.001Hz.

McMillen (1988) refere que, considerando frequências normalizadas  $n(z-d)/u$ , os sensores devem apresentar uma adequada resposta no intervalo de 0.001 a 2. Situações de estabilidade térmica, devido às escalas de turbulência envolvidas, requererão, em igualdade de restantes condições, maior rapidez de resposta em frequência, que situações de instabilidade térmica.

Segundo o referido autor, o desenvolvimento de experimentação a alturas mais elevadas atenua os requisitos de resposta em termos de frequência, à custa de maiores necessidades em

fetch. É também necessária alguma atenção relativamente aos efeitos da torre de observação e conjunto da instrumentação, na distorção do escoamento, bem como os efeitos negativos de uma inadequada orientação dos anemómetros relativamente às linhas de corrente. As medidas indicadas para minimizar tais problemas são, respectivamente, a inserção na estrutura da torre de barras compridas verticais, suportando os anemómetros e os sistemas de medição, bem como adequada rotação de coordenadas.

As flutuações de turbulência atmosférica na camada de fluxo constante apresentam, segundo Kaimal *et al.* (1994), uma gama de variação de cinco décadas de frequência. Numa perspectiva de análise espectral, os fluxos são obtidos por integração, ao longo de toda a gama das frequências, da densidade coespectral,  $C_{wk}$  da componente vertical da velocidade do vento,  $w$  e da grandeza associada no fluxo,  $k$ :

$$\overline{w'k'} = \int_0^{\infty} C_{wk} dn \quad (3-123)$$

Os princípios gerais descritos, constituem o fundamento do método de covariância turbulenta. Para uma correcta compreensão e aplicação do método, são no entanto úteis alguns considerandos relativos aos equipamentos, cálculos e correcções que passamos a enunciar:

i) Os aparelhos fundamentais para a aplicação do método de covariância turbulenta são os anemómetros sónicos. O funcionamento desses aparelhos é baseado na medição do tempo de duração do percurso dum pulso de ultra-som, com alta frequência, entre os pares de transdutores. Na prática, ocorrem emissão e recepção alternadas entre cada transdutor e o seu complementar. O período temporal do percurso depende da soma algébrica da velocidade do som no ar imóvel, com a componente da velocidade do ar ao longo do percurso do ultra-som.

A medida da velocidade do ar depende das dimensões e geometria do conjunto de transdutores. O anemómetro tridimensional é resultante da combinação de três pares de transdutores, com base nos quais se estabelece a grandeza e direcção do vector velocidade do vento.

Os anemómetros sónicos também permitem a medição de flutuações de temperatura, pelo que a medição dos fluxos de calor sensível é possível, sem perdas devidas à separação física dos

sensores. A medição dos fluxos de outras grandezas escalares, p.ex. o calor latente ou o dióxido de carbono, implica o recurso a sensores adicionais.

No caso do anemómetro sónico tridimensional Solent Research, da Gill Instruments, p.ex., o intervalo de disparo dos sinais em cada par de transdutores é de *1ms*.

Os tempos de percurso dos ultra-sons nos dois sentidos opostos,  $t_1$  e  $t_2$ , são medidos e podemos escrever as seguintes identidades:

$$t_1 = \frac{d_p}{c_s + V_D} \quad (3-124)$$

$$t_2 = \frac{d_p}{c_s - V_D} \quad (3-125)$$

em que  $c_s$  é a velocidade do som no ar, útil para o cálculo da temperatura do ar,  $V_D$  a velocidade do ar ao longo do espaço linear entre os dois transdutores e  $d_p$  o comprimento desse espaço ou distância entre os transdutores. O valor de  $d_p$  para o anemómetro sónico tridimensional Solent Research é de 0.15m.

Resolvendo as expressões (3-124) e (3-125) em ordem a  $V_D$ , resulta:

$$d_p = t_1(c_s + V_D) \Rightarrow V_D = \frac{d_p}{t_1} - c_s \quad (3-126)$$

$$d_p = t_2(c_s - V_D) \Rightarrow V_D = c_s - \frac{d_p}{t_2} \quad (3-127)$$

Subtraindo agora (3-126) e (3-127):

$$V_D = 0.5 d_p \left( \frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2} \right) \quad (3-128)$$

A expressão (3-128) permite uma contabilização da componente do vector velocidade do vento ao longo do espaço linear entre os dois transdutores, sem necessidade de análise de

sensibilidade a outros parâmetros como sejam a temperatura, ou quaisquer agentes contaminantes.

Do mesmo modo, a velocidade do som no ar pode ser obtida a partir das expressões (3-126) e (3-127):

$$c_s = 0.5 d_p \left( \frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right) \quad (3-129)$$

O anemómetro procede à emissão de um sinal sonoro nos dois sentidos no espaço linear do 1º par de transdutores, após o que armazena esses resultados e procede ao cálculo da velocidade do ar através de (3-128). A operação é repetida nos dois restantes pares de transdutores. A operação completa demora  $2emissões * 1ms * 3pares = 6ms$ . Os resultados para as sucessivas emissões de sinais sonoros são adicionados e submetidos a médias. O output de 21Hz normalmente utilizado para o cálculo dos fluxos, emitido pelo anemómetro Solent Research, resulta das médias, por segundo, dos sucessivos conjuntos de oito sequências de emissões, com duração total de 48ms. Em consequência dos efeitos de sobreposição de frequências, o limite de frequências detectáveis ou frequência de Nyquist, a que adiante nos referiremos, para efeitos de análise espectral será da ordem de 10Hz. O anemómetro Solent Research permite também o acoplamento, à sua base, de cinco inputs analógicos, provenientes de outros tantos sensores. A Fig. 3.12 ilustra os princípios de funcionamento de um anemómetro sónico.

Fig.3.12 - Propagação do pulso de ultra-sons entre os pares de transdutores. ( $V_d$  e  $V_n$  são as componentes da velocidade do vento ao longo e perpendicularmente à trajectória dos ultra-sons,  $d_p$ ) (adap. de Valente (1999))

ii) o anemómetro sónico permite também uma medição da temperatura do ar,  $T$ , por recurso à expressão relacionando a velocidade do som no ar com essa temperatura, apresentada por Kaimal *et al.* (1991):

$$c_s^2 = 403T(1+0.32e/p) \quad (3-130)$$

sendo  $e$  a pressão de vapor e  $p$  a pressão atmosférica. Os parâmetros são expressos em unidades *SI*. A contribuição de  $e/p$  é reduzida, podendo, segundo Kaimal *et al.* (1994), não ser considerada. A temperatura obtida a partir do anemómetro sónico,  $T_s$ , é dada, segundo Kaimal *et al.* (1991), como:

$$T_s = T(1+0.32e/p) \quad (3-131)$$

Combinando (3-130) e (3-131), deduz-se a identidade:

$$c_s^2 = 403T_s \quad (3-132)$$

A expressão (3-131) para  $T_s$  é muita próxima da temperatura virtual,  $T_v$ , definida pelo valor de temperatura que apresentaria o ar seco, caso a sua densidade fosse a mesma que o ar húmido à temperatura actual,  $T$ , indicada por autores como p.ex. Monteith *et al.* (1990), pela expressão seguinte:

$$T_v = T(1+0.38e/p) \quad (3-133)$$

Segundo Kaimal *et al.* (1994) é possível a substituição de  $T_v$  por  $T_s$ , sem grande perda de rigor. O valor da temperatura  $T_s$ , dado por (3-131), é próximo do da temperatura virtual  $T_v$ , dado por (3-133), a menos de 0.01°C.

A temperatura é registada ao longo percurso linear entre os pares de transdutores, sendo contudo, segundo os mesmos autores, as respectivas determinações contaminadas por influências da humidade e da componente da velocidade do vento, normal ao espaço linear entre os transdutores. Os erros assim originados, são muito reduzidos em condições de instabilidade térmica no período diurno, quando as flutuações de temperatura são maiores. O anemómetro Solent Research opera normalmente em condições de precipitação até 300mm/hr.

Para estudar a influência da componente perpendicular da velocidade do vento no valor da temperatura medido pelo anemómetro sónico, considere-se, na Fig. 3.12, pg. 81,  $V_N$ , como a componente do vector velocidade do vento na direcção normal ao espaço linear entre os transdutores. Considerando  $L$  como o ângulo entre o vector velocidade do vento e o espaço linear de percurso dos ultra-sons, resulta que os tempos  $t_1$  e  $t_2$ , definidos como a duração desse percurso nos dois sentidos opostos, vêm dados por:

$$t_1 = \frac{d_p}{c_s \cos \theta - V_D} \quad (3-134)$$

$$t_2 = \frac{d_p}{c_s \cos \theta + V_D} \quad (3-135)$$

combinando (3-134) e (3-135), vem:

$$\left( \frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right) = (2/d_p) (c_s^2 - V_N^2)^{1/2} \quad (3-136)$$

e em (3-136), aplicando a equação (3-130), para  $c_s^2$ :

$$\left( \frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right) = (2/d_p) (403T(1+0.32e/p) - V_N^2)^{1/2} \quad (3-137)$$

Considerando agora a expressão de definição da temperatura sónica,  $T_s$  (3-131) e substituindo em (3-137):

$$\left( \frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right) = (2/d_p) (403T_s - V_N^2)^{1/2} \quad (3-138)$$

ou:

$$\left( \frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2} \right)^2 = (4/d_p^2) (403T_s - V_N^2) = \frac{1612}{d^2} T_s - (4/d_p^2) V_N^2 \quad (3-139)$$

donde:

$$\left(\frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2}\right)^2 + \frac{4}{d_p^2} V_N^2 = \frac{1612}{d_p^2} T_S \Rightarrow$$

$$\Rightarrow T_S = \frac{d_p^2}{1612} \left(\frac{1}{t_1} + \frac{1}{t_2}\right)^2 + \frac{V_N^2}{403} = \frac{c_s^2 + V_N^2}{403} \quad (3-140)$$

Na expressão (3-138),  $V_N^2$  pode ser substituído pelo somatório ( $u^2 + v^2$ ) dos quadrados das componentes da velocidade do vento medidas ao longo dos eixos  $X$  e  $Y$ . A expressão (3-140) fornece o valor da temperatura medida pelo anemómetro sónico,  $T_S$ , corrigido para os efeitos da componente perpendicular,  $V_N$ , da velocidade do vento.

iii) um sensor normalmente utilizado no processo de covariância turbulenta para a medição de flutuações de vapor de água, expresso em termos de humidade absoluta, é o higrómetro Krypton KH2O, aparelho cujo funcionamento se baseia no registo da absorção de radiação UV pelas moléculas de vapor de água a 123.58nm e 116.49nm. No referido aparelho, a radiação emitida por uma fonte, percorre um circuito linear aberto, onde é parcialmente absorvida pelas moléculas de vapor de água. No termo do percurso, a radiação remanescente é medida por um detector tubular, sendo o sinal de saída expresso em mV. O higrómetro apresenta uma frequência de resposta até 100Hz.

A flutuação de humidade absoluta,  $q'$ , vem dada por:

$$q' = \frac{I}{K_w x} (\ln v - \overline{\ln v}) \quad (3-141)$$

sendo  $v$  a tensão fornecida pelo sensor,  $x$  a dimensão do circuito linear aberto, 1.384cm, e  $K_w$  a constante de absorção de água, obtida a partir de uma equação de calibração do aparelho, do tipo:

$$\ln \bar{v} = x K_w \Gamma_w + \ln v_o \quad (3-142)$$

sendo  $v_o$  o output obtido sem qualquer absorção.

Baldocchi *et al.* (1995), indicam a existência de uma certa sensibilidade do higrómetro Krypton às flutuações de oxigénio a baixos teores de humidade ambiente. O problema radica,

segundo Tanner *et al.* (1993), na absorção, pelo oxigénio e outros gases atmosféricos vestigiais, da radiação UV emitida pela fonte do aparelho.

Laubach *et al.* (1994), equacionam o problema em função da radiação absorvida, da seguinte forma:

$$I = I_o \exp (-x (K_o \Gamma_o + K_w \Gamma_w)) \quad (3-143)$$

em que os novos termos,  $I_o$  e  $I$  são as radiações emitida e absorvida e  $K_o$  e  $\Gamma_o$  são, respectivamente, as constantes de absorção e concentração absoluta do oxigénio. Considerando a equação dos gases perfeitos, pode por manipulação de (3-143), escrever-se a identidade:

$$q = \frac{\ln(I/I_o)}{xK_w} - \frac{K_o 0.21M_o p}{K_w RT} \quad (3-144)$$

sendo  $M_o$  o peso molecular do oxigénio,  $R$  a constante dos gases,  $T$  a temperatura ambiente e  $p$  a pressão atmosférica. A determinação das constantes  $I_o$ ,  $K_o$  e  $K_w$  é feita por calibração.

A observação da equação (3-144), permite concluir que as flutuações de humidade absoluta não variam, se o declive da calibração se mantiver constante. As calibrações desenvolvidas por Laubach *et al.* (1994) em câmaras de condicionamento climático e em trabalho de campo, por comparação com outros sensores de humidade, revelaram estabilidade nos valores de  $K_v$  relativos a médias de medidas de 15min. durante períodos de 10 a 30h. O higrómetro Krypton é também sensível a ambientes mais húmidos, facto que requer, segundo os fabricantes, alguma limpeza regular da humidade acumulada nos sensores operando em tais condições. Em condições de precipitação ou extremamente húmidas, os fabricantes deste equipamento indicam que o mesmo não deve ser utilizado.

**iv)** Laubach *et al.* (1998), entre outros, estudaram as consequências da diferença entre a temperatura sónica,  $T_s$ , corrigida aos efeitos da componente normal da velocidade por (3-140) e a temperatura do ar,  $T$ , para o cálculo da covariância  $\overline{w'T'}$ , representativa do fluxo de calor sensível.

Tal estudo é realizado, considerando para a humidade específica uma expressão:

$$q_{esp} = 0.622e/p \quad (3-145)$$

que permite que equação (3-131) se possa escrever na forma:

$$T_s = T (1 + 0.51 q_{e,p}) \quad (3-146)$$

Laubach *et al.* (1998), procedem ao estabelecimento de médias da equação (3-146):

$$\overline{T_s + T_s'} = (\overline{T} + \overline{T'}) (1 + 0.51 (\overline{T} + \overline{q_{esp}'})) \quad (3-147)$$

O desenvolvimento e simplificação de (3-147), conduz a:

$$T_s' = T' + 0.51 \overline{T} \overline{q_{esp}'} \quad (3-148)$$

após o que multiplicando os termos do lado esquerdo e direito de (3-146) por  $w'$  e tomando médias:

$$\overline{w' T_s'} = \overline{w' T'} + 0.51 \overline{T} \overline{w' q_{esp}'} \quad (3-149)$$

se obtém a verdadeira covariância  $\overline{w' T'}$ , corrigida aos efeitos da humidade do ar, nos cálculos da temperatura ambiente pelo anemómetro sónico. Esta correcção é também usada por Blanken *et al.* (1998) para o cômputo do fluxo de calor sensível em coberto florestal;

v) segundo Monteith *et al.* (1990), os fluxos de calor latente e calor sensível, ao provocarem expansão do ar e modificarem a sua densidade, alteram a densidade dos gases atmosféricos. Esse efeito é mais influente nos gases presentes na atmosfera em quantidades mais reduzidas.

Para a análise do problema Webb *et al.* (1980), citados em Leuning *et al.* (1982), baseiam-se no pressuposto que num escoamento superficial homogéneo o fluxo médio de ar seco é nulo, ou seja:

$$\overline{\Gamma_a w} = \overline{\Gamma_a} \overline{w} + \overline{\Gamma_a' w'} = 0 \quad (3-150)$$

sendo  $r_a$  a massa específica do ar seco. De (3-150) resulta:

$$\bar{w} = \frac{-r_a \overline{w'}}{r_a} \quad (3-151)$$

Do pressuposto indicado resulta uma velocidade vertical média,  $\bar{w}$ , a qual é não nula, sempre que ocorra um fluxo de calor sensível ou latente, dado que, sob condições de pressão total constante, de ambos esses fluxos resultam flutuações em  $r_a$  correlacionadas com flutuações de  $w$ , por (3-151). Essa velocidade induzirá um fluxo convectivo adicional que deve ser eliminado pela correcção a utilizar.

Leuning *et al.* (1982), em medições realizadas pelo método de covariância turbulenta, em solo plano árido e desprovido de vegetação, observaram fluxos de  $CO_2$ , correspondentes a 50% dum cultura agrícola vigorosa. A partir da aplicação das correcções de Webb *et al.* (1980), resultou um fluxo nulo, compatível com a natureza da superfície.

Laubach *et al.* (1994) referem igualmente que o fluxo de calor sensível se mostra inalterado, em consequência das flutuações de densidade do ar, contrariamente ao que sucede com os fluxos de vapor de água e de dióxido de carbono.

Relativamente ao sistema anemómetro tridimensional - higrómetro Krypton KH20, Tanner *et al.* (1993) apresentam a formulação de Webb *et al.* (1980), para correcção dos efeitos na densidade do ar dos fluxos de calor sensível e latente, na seguinte forma:

$$LE = LE_m + K_{cE}LE_m + K_{cH}LE_m \quad (3-152)$$

em que  $E$  e  $E_m$  são os fluxos de vapor de água medidos e corrigidos e  $L$  é o calor latente de vaporização.

O parâmetro  $K_{cE}$ , responsável pela correcção devida ao calor latente, vem expresso por:

$$K_{cE} = \frac{e}{p - e} \quad (3-153)$$

e  $K_{cH}$  o correspondente pela correcção devida ao fluxo de calor sensível, por:

$$K_{ch} = \frac{A_c L b_m}{c_p T} \quad (3-154)$$

sendo  $e$ ,  $p$  e  $b_m$  a pressão de vapor, a pressão atmosférica e a razão de Bowen calculada com base nos fluxos medidos de calor sensível e latente. De acordo com Tanner *et al.* (1993), a correção devida ao calor sensível é cerca de cinco vezes superior à do calor latente.

O parâmetro  $A_c$  é dado por:

$$A_c = 0.622 \left( \frac{p}{p-e} \right) \left( \frac{e}{p-0.378e} \right) \quad (3-155)$$

vi) o fluxo vertical turbulento de uma grandeza,  $F = \overline{w'k'}$ , p.ex., inerente às definições contidas nas equações (3-120) a (3-122) é dado por uma expressão do tipo:

$$F = \overline{w'k'} = \overline{(w - \bar{w})(k - \bar{k})} \quad (3-156)$$

Aubinet *et al.* (2000) e Rannik *et al.* (1999), analisam comparativamente vários métodos alternativos de extracção de médias, que se podem designar como de técnicas de tratamento por filtragem passa-alto, em sistemas de processamento após aquisição de dados e em tempo real, bem como as respectivas consequências em termos de avaliação do rigor na determinação dos fluxos pelo método da covariância turbulenta.

No sistema de processamento dos dados após aquisição, que foi o adoptado no presente trabalho, as médias de  $x = k = w$ , são dadas pela definição estatística:

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n} \quad (3-157)$$

Se a quantificação dos fluxos for feita em tempo real, a média pode ser obtida por regressão linear:

$$\bar{x} = A_m + B_m i \quad (3-158)$$

ao longo de  $n$  amostras sucessivas no tempo, sendo a inclinação  $B_m$  e a intercepção  $A_m$  dadas por:

$$B_m = \frac{n \sum i x_i - \sum i \sum x_i}{n \sum i^2 - (\sum i)^2} \quad (3-159)$$

$$A_m = \frac{\sum x_i - B_m \sum i}{n} \quad (3-160)$$

O recurso a um filtro digital recursivo passa-baixo, de média móvel, é a outra alternativa para tratamento dos dados em tempo real. Nessas condições, a média móvel obtida,  $\bar{x}$ , vem dada por:

$$\bar{x}_i = a_n \bar{x}_{i-1} + (1-a_n) x_i \quad (3-161)$$

sendo  $a_n$  dado por:

$$a_n = \exp(-Dt/t_s) \quad (3-162)$$

Na expressão (3-160)  $Dt$  é o intervalo de tempo entre medidas, p.ex., 0.1s. Os valores de  $t_s$  propostos variam de 200s. a 20min..

Se  $Dt/t_s \ll 1$ , a expressão (3-162) pode ser aproximada com algum rigor por:

$$a_n = 1 - (Dt/t_s) \quad (3-163)$$

Os métodos apresentados para o cálculo de médias, são basicamente dependentes da análise de uma dada série finita de dados medidos. Autores como Gash *et al.* (1996), consideram que conjuntos de dados, correspondentes a séries temporais de 20-30min., são suficientemente longos para incluir nos cálculos, os efeitos de baixa frequência relativos à totalidade dos vórtices responsáveis pelo transporte turbulento.

Segundo Aubinet *et al.* (2000) existe sempre o risco de existência de erros de análise dos fluxos turbulentos, de natureza sistemática, se derivados p.ex. de eliminação indevida de componentes de baixa frequência e de natureza aleatória, se derivados da não estacionaridade da série temporal de dados.

Para os mesmos autores, a quantificação da subavaliação sistemática dos fluxos implica o recurso a funções de transferência multiplicativas,  $FT(n)$ , dependentes da frequência cíclica. Essas funções são aplicáveis à estimativa de erros associados a factores relativos tanto aos domínios das baixas como das altas frequências, aos quais nos referiremos adiante. Cada um desses factores responsáveis por erros de natureza sistemática pode ser representado por uma dessas funções de transferência.

Podemos então introduzir em (3-123) as necessárias funções,  $FT(n)$ , para o cálculo dos fluxos por via espectral:

$$\overline{wk'_{med}} = \int_0^{\infty} FT(n)C_{wk'}(n)dn \quad (3-164)$$

Um factor de correcção,  $FC$ , é assim definido da seguinte forma:

$$FC = \frac{\int_0^{\infty} C_{wk'}(n)dn}{\int_0^{\infty} C_{wk'}(n)FT(n)dn} \quad (3-165)$$

Por (3-165) é claro, como vem indicado em Laubach *et al.* (1998), que para realizar uma correcção multiplicativa às perdas de fluxo por via de funções de transferência espectral, é necessário assumir *a priori* uma forma de espectro, por ex. seguindo a metodologia de Moore (1986), derivada dos resultados experimentais apresentados em Kaimal *et al.* (1972). Alternativamente, pode ser obtido um espectro deduzido a partir de espectros medidos nos locais concretos, sob idênticas condições de estabilidade térmica, como é indicado, p.ex., em Aubinet *et al.* (2000).

Para Rannik *et al.* (1999), os erros sistemáticos das perdas de fluxos obtidos a partir da definição de médias, em consequência de remoção indevida de componentes de baixa

frequência, são da ordem de metade dos erros associados ao cálculo de fluxos a partir de remoção de tendências lineares por regressão. Os mesmos autores referem-se também a erros aleatórios no cálculo de fluxos turbulentos, associados a fenómenos episódicos de não estacionaridade ou de variação abrupta de fluxos durante curtos períodos de mudanças rápidas de concentrações. É assim necessária a aplicação do controlo de qualidade de dados quanto à respectiva estacionaridade, nos termos sugeridos por Foken *et al.* (1996), a que nos referiremos adiante.

Segundo Aubinet *et al.* (2000), as funções de transferência associadas à subestimação dos fluxos, para os casos de obtenção de média pela definição e por regressão linear,  $FT_{MS}(n)$  e  $FT_{RL}(n)$ , são respectivamente:

$$FT_{MS}(n) = 1 - \frac{\text{sen}^2(\rho n T_a)}{(\rho n T_a)^2} \quad (3-166)$$

$$FT_{RL}(n) = 1 - \frac{\text{sen}^2(\rho n T_a)}{(\rho n T_a)^2} - 3 \frac{\left( \frac{\text{sen}(\rho n T_a)}{\rho n T_a} - \cos(\rho n T_a) \right)^2}{(\rho n T_a)^2} \quad (3-167)$$

para um período de amostragem  $T_a$ .

De acordo com Laubach *et al.* (1994) o intervalo entre 0.025 e 0.5 de frequências normalizadas,  $f_b$ , cuja definição é dada por  $n(z-d)/\bar{u}$ , contém mais de 90% das covariâncias correspondentes ao transporte turbulento de calor latente e calor sensível em coberto florestal. Os valores dos factores multiplicativos  $FT_{MS}(n)$  e  $FT_{RL}(n)$ , resultantes da aplicação das expressões (3-166) e (3-167) a esse intervalo, calculados para as condições experimentais do presente trabalho, foram de ordem aproximadamente unitária, facto indicativo de reduzidos níveis de erros sistemáticos e de alguma equivalência quanto ao rigor dos processos de remoção de médias pela definição estatística e por regressão linear;

**vii)** idealmente a média (3-157) deveria ser a média agregada, "ensemble averaging", ou seja a média obtida a partir de múltiplas repetições em condições idênticas.

Na prática a descrição é feita em termos de médias temporais, mediante a hipótese ergódica, segundo a qual as médias temporais são equivalentes às médias agregadas. A validade desta hipótese, implica que as flutuações sejam estacionárias durante o período escolhido para análise de dados.

Segundo Kaimal *et al.* (1994), a estacionaridade estatística de uma série de dados temporais qualquer,  $x(t)$ , requer que as variâncias e covariâncias se aproximem de valores estacionários à medida que o tempo de amostragem aumenta, o que implica que a escala de tempo integral euleriana,  $t_x$ , de  $x(t)$ , exista. Os requisitos para o período de amostragem  $T_a$ , sendo  $T_a \gg t_x$ , podem especificados em termos de  $S_x^2$ , denominado como a variância da média temporal dada por (3-157) relativamente à média agregada, e por  $S_x^2$  a variância agregada de  $x(t)$ .

Lumley *et al.* (1964), citados em Kaimal *et al.* (1994) indicam a seguinte expressão para relacionar  $S_x^2$  e  $S_x^2$ :

$$S_x^2 = \frac{2S_x^2 t_x}{T_a} \quad (3-168)$$

Pela equação (3-168), a variância  $S_x^2$ , será muito reduzida quando o intervalo de tempo de amostragem  $T_a$  for bastante superior a  $t_x$ . Podemos então definir um nível de erro  $e$ :

$$e = \frac{S_x^2}{x} \quad (3-169)$$

e escrever a equação (3-168) sob a forma:

$$T_a = \frac{2S_x^2 t_x}{x^2 e^2} \quad (3-170)$$

Kaimal *et al.* (1994), referem um intervalo de tempo de trinta minutos como adequado para obtenção de médias de velocidade de vento horizontal, com erro de 2%. Para os mesmos autores o período máximo a que se podem calcular médias sem perdas de estacionaridade.

Para um dado nível de erro, os períodos de recolha de dados, aumentam com a ordem do momento a calcular.

A metodologia do Programa de Investigação Europeu Carboeuroflux, descrita em Aubinet *et al.* (2000), recomenda também que se utilizem séries de dados de 30min. para comparação dos resultados dos fluxos de massa dos vários locais experimentais que participam no Programa. Brutsaert (1982) e Foken *et al.* (1996) indicam também o mesmo período de tempo como adequado ao estabelecimento de médias para o cálculo de fluxos de massa e energia. Também autores como Högström *et al.* (1989), Mölder *et al.* (1999), Blanken *et al.* (1998), Lee *et al.* (1993a), Baldocchi *et al.* (1987) e Baldocchi *et al.* (1997), trabalhando em ecossistemas florestais, usam intervalos médios de 30min..

Mcmillen (1988) advogando séries de dados de 30min. para cálculo de médias, refere que situações em que os locais são geometricamente complexos ou as condições meteorológicas são bastante variáveis, são mais propensas à eclosão de fenómenos de não estacionaridade;

**viii)** o nível considerado mais adequado à realização de medidas para o método da covariância turbulenta é da ordem do dobro da altura das árvores, com desconto do plano  $d$  de referência de concentração de tensões. Nesse sentido, referências como Baldocchi *et al.* (1995) advogam alturas de medida de 20m em floresta de pinheiro de 13m de altura média das árvores e de 35m em povoamento de folhosas de 25m, Monteith *et al.* (1990) alturas da ordem de 21m em florestas de árvores de 16m de altura, Lee *et al.* (1993a) uma altura de 23m para povoamentos de 16.7m, Högström *et al.* (1989) alturas de 48.7m para alturas de árvores dominantes de 20m e Bosveld (1997) níveis de medição de 30m para árvores de 18m de altura.

Mölder *et al.* (1999) defendem que a altura dos sistemas de medição, acima do topo das copas das árvores, deve ser no mínimo da ordem da distância horizontal entre as mesmas e Blanken *et al.* (1998) colocaram a instrumentação a 39m de altura para caracterização de um povoamento florestal com 21.5m da altura média das árvores;

**ix)** uma adequada rotação de coordenadas, de forma a que a componente  $u$  coincida com o vector velocidade média local do vento, anulando assim as componentes  $v$  e  $w$ , é necessária para uma correcta aplicação do método de covariância turbulenta. Para Baldocchi *et al.* (1987), valores médios da componente vertical da velocidade do vento diferentes de zero, a alturas superiores ao copado, são devidos a deformações das linhas de corrente devido a

inclinação do terreno, interferência da torre ou distorção provocada pelos transdutores. No mesmo sentido, os resultados apresentados por Mcmillen (1988) enfatizam a importância da rotação de coordenadas para uma adequada validade dos resultados dos fluxos de massa e energia, em povoamentos de resinosas, por aplicação do método de covariância turbulenta.

A rotação de coordenadas garante o posicionamento adequado do anemómetro sónico face às linhas de corrente do escoamento, e pretende a minimização de distorções provocadas pela estrutura da torre e dos sensores, bem como a anulação dos movimentos verticais e laterais do ar. A formulação aplicada no Programa Carboeuroflux para a rotação das coordenadas, visando os objectivos indicados, é descrita por Aubinet *et al.* (2000).

Para as médias das componentes da velocidade do vento ou de covariâncias que incluam grandezas escalares são preconizadas duas rotações sucessivas. A primeira, realizada no plano em torno do eixo dos z, destina-se a alinhar a componente  $u$  com o eixo dos x de modo a anular a componente  $v$  e a segunda realizada em torno do eixo dos y, tem como objectivo a anulação de  $w$ .

A Figura 3.13 ilustra o procedimento.

Fig. 3.13 - Rotações sucessivas do sistema de coordenadas, a) primeira rotação, b) segunda rotação (adap. de Valente (1999))

Em termos algébricos, a sequência de tais rotações pode escrever-se na forma compacta seguinte:

$$\overline{[u_{i2}]} = [A_r] \overline{[u_i]} \quad (3-171)$$

$$[\overline{su_{i2}}] = [A_r] [\overline{su_i}] \quad (3-172)$$

sendo a matriz de rotação  $A_r$  dada por:

$$\begin{bmatrix} \cosh \cos J & \sinh \cos J & \operatorname{sen} J \\ -\sinh & \cosh & 0 \\ -\cosh \operatorname{sen} J & -\sinh \operatorname{sen} J & \cos J \end{bmatrix} \quad (3-173)$$

sendo  $\overline{u_{i2}}$  e  $\overline{u_i}$  as matrizes coluna correspondentes às coordenadas antes e após as duas rotações:

$$\overline{u_{i2}} = \begin{bmatrix} \overline{u_2} \\ \overline{v_2} \\ \overline{w_2} \end{bmatrix} \quad \text{e} \quad \overline{u_i} = \begin{bmatrix} \overline{u} \\ \overline{v} \\ \overline{w} \end{bmatrix} \quad (3-174)$$

e  $\overline{s'u_{i2}'}$  e  $\overline{s'u_i}'$  as correspondentes matrizes coluna para as covariâncias que incluem grandezas escalares:

$$\overline{s'u_{i2}'} = \begin{bmatrix} \overline{su_2} \\ \overline{sv_2} \\ \overline{sw_2} \end{bmatrix} \quad \text{e} \quad \overline{s'u_i}' = \begin{bmatrix} \overline{su} \\ \overline{sv} \\ \overline{sw} \end{bmatrix} \quad (3-175)$$

Os elementos de  $A$  são obtidos a partir das identidades seguintes:

$$\sinh = \frac{\overline{v}}{\sqrt{\overline{u}^2 + \overline{v}^2}}; \cosh = \frac{\overline{u}}{\sqrt{\overline{u}^2 + \overline{v}^2}}; \quad (3-176)$$

e

$$\operatorname{sen} J = \frac{\overline{w}}{\sqrt{\overline{u}^2 + \overline{v}^2 + \overline{w}^2}}; \cos J = \frac{\sqrt{\overline{u}^2 + \overline{v}^2}}{\sqrt{\overline{u}^2 + \overline{v}^2 + \overline{w}^2}}; \quad (3-177)$$

Relativamente às variâncias e covariâncias vectoriais, a dupla rotação aplica-se como segue:

$$M_2 = A_r M_0 A_r^T \quad (3-178)$$

sendo  $A_r^T$  a matriz transposta de  $A_r$  e  $M_0$  e  $M_2$  as matrizes de (co)variância antes e após as duas rotações que se escrevem na forma geral:

$$\begin{bmatrix} \overline{u_n' u_n'} & \overline{u_n' v_n'} & \overline{u_n' w_n'} \\ \overline{v_n' u_n'} & \overline{v_n' v_n'} & \overline{v_n' w_n'} \\ \overline{w_n' u_n'} & \overline{w_n' v_n'} & \overline{w_n' w_n'} \end{bmatrix} \quad (3-179)$$

Uma terceira rotação pode ser aplicada em torno do eixo dos  $x$  tendo em vista a anulação do momento lateral  $\overline{v'w'}$ . Para Aubinet *et al.* (2000), este termo é nulo em superfícies planas ou ligeiramente inclinadas, pelo que esta rotação não é discutida para aplicação no presente trabalho, cuja parte experimental foi realizada num ecossistema plano.

Segundo Rannik *et al.* (1999), as rotações de coordenadas podem ser feitas antes ou depois das operações de cálculo de médias, discutidas no ponto **vi**);

**x)** o sistema de medição dos fluxos pelo método de covariância turbulenta, está sujeito a perdas de fluxo por efeito de barreira física pelos vários transdutores e das estruturas de apoio dos mesmos. Os efeitos aerodinâmicos das torres e dos braços laterais de suporte na distorção do escoamento, são considerados como corpos suficientemente adelgaçados, por autores como Wyngaard (1988), Wieringa (1980) ou Aubinet *et al.* (2000), para induzirem influências mínimas em termos de distorção do escoamento.

Segundo Kaimal *et al.* (1994) e Grant *et al.* (1989), o erro de leitura das velocidades, devido ao efeito de distorção do escoamento pelos próprios transdutores e das esteiras associadas, aumenta linearmente com a diminuição do ângulo entre a direcção do vector velocidade do vento e o percurso linear dos ultra-sons no anemómetro. A referido erro acresce igualmente com o decréscimo da razão  $d_p/a$ , para  $d_p/a < 50$ , sendo  $d_p$  o espaço linear entre os transdutores e  $a$  o diâmetro dos mesmos.

Segundo Wyngaard (1988) o efeito de bloqueio no ponto de estagnação, conseqüente ao impacto das linhas de corrente nos sensores, atenua ou amplia a componente vertical,  $w$ . A distorção do escoamento também contamina a componente  $w$ , por induzir, através do

denominado efeito de "crosstalk", componentes horizontais de velocidade nas outras duas direcções.

Wyngaard (1981) e Wyngaard (1988) analisam o efeito da distorção do escoamento pelos sensores, para condições em que a razão entre a dimensão daqueles e a altura das medidas seja de ordem inferior a 0.1.

Para Wyngaard (1981) um escoamento,  $U_i$ , que antes da medida é unidireccional, sob a forma:

$$U_i = U_{1+} u_i = (U_{1+} u_1, u_2, u_3) \quad (3-180)$$

em que as variáveis  $U_1$ ,  $u_1$ ,  $u_2$  e  $u_3$  representam respectivamente o escoamento médio e as flutuações turbulentas, após a distorção por efeito dos erros de atenuação/ampliação e "crosstalk", virá na forma:

$$U_{ai} = U_{ai+} u_{ai} = (U_{a1+} u_{a1}, U_{a2+} u_{a2}, U_{a3+} u_{a3}) \quad (3-181)$$

portanto com mais duas componentes de velocidade média.

Os efeitos dos erros de bloqueio e "crosstalk" nas flutuações da componente vertical medida na região de distorção do escoamento, podem, de acordo com Wyngaard (1988), exprimir-se da seguinte forma:

$$u_3^m = (1 + d_{33})u_3 + d_{31}u_1 + d_{32}u_2 \quad (3-182)$$

sendo  $d_{ij}$  os coeficientes de distorção que se anularão numa zona do escoamento mais afastada do obstáculo. O coeficiente  $d_{33}$  representa a atenuação ou amplificação por efeito de bloqueio enquanto os coeficientes  $d_{31}$  e  $d_{32}$  representam os efeitos de "crosstalk".

O efeito de distorção pelos transdutores não se verifica para as grandezas escalares, se for considerado que o número de Péclet,  $Pe$ , definido por  $VL/k$ , sendo  $V$  a velocidade do escoamento,  $L$  o comprimento característico e  $k$  a difusividade térmica, é elevado, ou seja que os efeitos da difusividade molecular durante o tempo de percurso junto ao sensor, são

mínimos. Dessa forma, podemos afirmar que os valores medidos e reais de uma grandeza escalar qualquer  $c_e$  e  $c_e^m$  são iguais.

A equação (3-182) pode ser adaptada ao cálculo do fluxo de uma grandeza escalar  $c$  virá assim dada pela seguinte forma:

$$\overline{(u_3 c_e)^m} = (1 + d_{33}) \overline{u_3 c_e} + d_{31} \overline{u_1 c_e} + d_{32} \overline{u_2 c_e} \quad (3-183)$$

Aubinet *et al.* (2000) referem que o recurso à rotação de coordenadas, segundo o esquema discutido em **ix)**, permite também atenuar os erros devidos à distorção do escoamento.

Uma rotação de coordenadas que coloque a direcção média do vector velocidade do vento coincidente com  $u_b$ , anulará o termo  $\overline{u_2 c_e}$ . A equação (3-183) pode então ser escrita do seguinte modo:

$$\left( \frac{\overline{(u_3 c_e)^m}}{\overline{u_3 c_e}} \right) = 1 + d_{33} - \left( \frac{\overline{u_1 c_e}}{\overline{u_3 c_e}} \right) d_{31} \quad (3-184)$$

Os valores da razão  $\overline{u_1 c_e} / \overline{u_3 c_e}$  vêm documentados por Wyngaard (1988). Esses autores referem que, em condições de neutralidade-estabilidade, a dita razão é da ordem de  $-3$ , decrescendo drasticamente até valores próximos de zero em condições de instabilidade.

O efeito de "crosstalk" é pois por (3-184), da ordem de  $-3d_{31}$ , em condições de neutralidade-estabilidade sendo, em tais condições, potencialmente mais significativo que o efeito de atenuação/amplificação. Esta relação entre a distorção dos fluxos pelos transdutores e as condições de estabilidade-neutralidade atmosférica, é corroborada por Laubach *et al.* (1994).

Segundo Wyngaard (1988) e Baldocchi *et al.* (1995), o erro induzido pelo "crosstalk" é eliminado pelo estabelecimento da máxima geometria vertical dos sistemas de medição, compostos por todo o conjunto da instrumentação e suportes físicos, por forma a que as distorções sejam o mais simétricas possível. Uma via para melhorar as condições de simetria, como se referiu, pode ser o recurso a uma extensão vertical adicional à torre, para sustentar o sistema de medição.

O anemómetro Solent Research apresenta os transdutores apresentando ângulos de 120° entre si, uma geometria simétrica não ortogonal, em que nenhum dos percursos lineares dos ultrasons se situa no plano horizontal, ideal para minimizar as perturbações geométricas no escoamento de ar. O software interno do anemómetro procede a correcções aos efeitos dos transdutores e respectiva estrutura de suporte.

A dispersão da concentração de massa do sistema de medição, defendida por Wyngaard (1988), minimiza o efeito de bloqueio e as perdas por estagnação. Essa dispersão consegue-se através de alguma separação física entre os vários sensores, de que resultam perdas de fluxo, adiante discutidas;

**xi)** em referências como Aubinet *et al.* (2000), Moore (1986) ou Moncrieff *et al.* (1997) são indicadas perdas adicionais de fluxo, associadas a incapacidade dos sensores na detecção de flutuações associadas aos vórtices de pequenas dimensões, sendo também propostas as respectivas correcções. Tais perdas de fluxo, que se podem conjuntamente designar como processos de filtragem passa-baixo, são pois consequência da atenuação da resposta dos sistemas de medida aos fenómenos de alta frequência. Este conjunto de processos de filtragem passa-baixo, é complementar aos processos de filtragem passa-alto, discutidos em **vi)**.

Uma das formas de perda de fluxo dum sistema de medidas por covariância turbulenta é a que está associada à resposta dinâmica dos sensores, ou resposta a um input variável no tempo, por exemplo uma função tipo degrau, a qual é uma função descontínua caracterizada por um salto de velocidade de  $\Delta V$  a  $t = 0$  para  $\Delta V$  no termo do período de tempo  $T$ . A referida resposta, em consequência da inércia dos sensores, apresenta algum atraso, podendo ser quantificada por uma função exponencial, apresentada p.ex. em Horst (1997) e Brook (1977), da forma:

$$V = \Delta V (1 - \exp(-T/t_s)) \quad (3-185)$$

em que  $V$  é a velocidade medida e  $t_s$ , a denominada constante de tempo do sensor, p.ex. do tipo anemómetro sónico, definida como o tempo necessário a que o sensor meça um valor de velocidade da ordem de 63,2% do salto. Em Baldocchi *et al.* (1995), são apresentados gráficos ilustrativos das consequências do atraso da resposta dos aparelhos de medida, traduzidas em respostas com alterações de amplitude e frequência, relativamente aos inputs de grandezas ambientais escalares e vectoriais. De acordo com referências como Garrat (1975),

Eugster *et al.* (1995) e Horst (1997), a função de transferência,  $FT_d(n)$ , coespectral correspondente à correcção à resposta dinâmica, necessária para incorporar numa equação do tipo (3-164) ou (3-165), é dada por:

$$FT_d(n) = \frac{1}{1 + (2\pi n t_s)^2} \quad (3-186)$$

Horst (1997) mostra que, em condições de quase neutralidade e de instabilidade térmica, a atenuação da resposta dinâmica em frequência dos sensores diminui com o aumento da altura a que se realizam as medições. Para o mesmo autor, este efeito é mais acentuado em sensores tipo circuito linear aberto, cuja resposta está limitada pelo efeito de média linear espacial.

Para o anemómetro Solent, a constante de tempo indicada em Valente (1999), de acordo com dados de Moncrieff *et al.* (1997), é da ordem de 0.0133s. Da aplicação da expressão (3-186), considerando este valor de  $t_s$ , para as gamas de frequência adimensionalizadas responsáveis por 90% ou mais da covariância total, resultou um valor unitário para a função de transferência coespectral. A constante de tempo do higrómetro Krypton KH2O indicada em Baldocchi *et al.* (1995), é de ordem inferior a 0.1s, donde, realizando os cálculos referidos com a expressão (3-186), resultou igualmente um valor unitário para a função de transferência coespectral.

Estes resultados estão de acordo com Horst (1997). Este autor, com base em modelação matemática, adimensionalizando os valores indicados de  $t_s$  para o anemómetro Solent e higrómetro Krypton, sob a forma  $(t_s \bar{u} / z)$ , refere uma ordem de grandeza unitária, em condições de instabilidade térmica, para a razão entre o fluxo medido e o real, representativa da redução global das covariâncias.

Outra restrição da anemometria sónica e da higrimetria UV, especialmente ocorrente em níveis de medição mais baixos, está relacionada com a atenuação da resposta a flutuações turbulentas provocadas por vórtices de dimensão mais reduzidas que os circuitos lineares percorridos pelos ultra-sons ou pela radiação UV. Tal facto é devido a que, como acima se referiu, tanto as medições dos tempos do percurso dos ultra-sons, como da radiação UV, representam médias espaciais reportadas aos circuitos lineares fixos compreendidos entre as respectivas fontes e detectores.

Moore (1986) apresenta as funções de transferência mais vulgarmente normalmente usadas para correcção coespectral das perdas de fluxo de alta frequência derivadas dessa média espacial linear. A função de transferência para a média linear em grandezas escalares,  $FT_{me}(f_{di})$ , vem dada pela forma simplificada seguinte:

$$FT_{me}(f_{di}) = \frac{1}{2\rho f_{di}} \left( 3 + \exp(-2\rho f_{di}) - 4 \frac{(1 - \exp(-2\rho f_{di}))}{2\rho f_{di}} \right) \quad (3-187)$$

A função correspondente para grandezas vectoriais,  $FT_{mv}(f_{di})$ , é dada por:

$$FT_{mv}(f_{di}) = \frac{2}{\rho f_{di}} \left( 1 + \frac{\exp(-2\rho f_{di})}{2} - \frac{3(1 - \exp(-2\rho f_{di}))}{4\rho f_{di}} \right) \quad (3-188)$$

Nas expressões (3-187) e (3-188),  $f_{di}$  é a frequência normalizada na forma,  $n di / \bar{u}$ , sendo  $di$  o comprimento dos percursos lineares dos sensores.

Os nossos cálculos, aplicados aos comprimentos lineares do anemómetro Solent Research e do higrómetro Krypton KH2O, indicaram valores unitários para as funções de transferência (3-187) e (3-188) na gama de frequências mais representativas do transporte de calor e massa. Os resultados de Laubach *et al.* (1994), relativos ao mesmo higrómetro, são concordantes com os obtidos no presente trabalho.

A separação lateral dos sensores é outro factor, citado p.ex. em Moore (1986), responsável pelas perdas de fluxo no domínio das altas frequências. Na prática experimental é, na verdade, sempre difícil de evitar alguma separação dos sensores de medida em consequência, p.ex., da dimensão dos mesmos ou de se pretender minimizar interferências no escoamento derivadas do seu volume. Tal separação,  $s$ , ocasiona perdas devidas à não detecção do transporte de massa e energia motivado por vórtices de dimensão característica mais reduzida que a distância entre os sensores. A expressão, apresentada por Moore (1986), é a habitualmente utilizada como função de transferência,  $FT_s(f_s)$  para quantificação desta forma de atenuação da resposta:

$$FT_s(f_s) = \exp(-9.9 f_s^{1.5}) \quad (3-189)$$

sendo  $f_s$  a frequência normalizada na forma  $ns/\bar{u}$ . Os nossos cálculos, considerando uma distância de 60cm entre o higrómetro Krypton e o anemómetro tridimensional, forneceram valores de ordem unitária para a equação (3-189), para as frequências adimensionais mais contributivas para a covariância, em exacta concordância com os resultados de Laubach *et al.* (1994) relativos à mesma distância de separação entre os sensores. Laubach *et al.* (1998) indicam que a atenuação espectral por efeito da separação entre sensores ou, acrescentaremos nós por efeito de quaisquer processos da classe de filtragem passa-baixo, se reduz sob condições em que o coespectro se desloque para domínios de baixas frequências, como sejam o acréscimo da altura das medições ou uma maior instabilidade térmica.

Moore (1986) refere que, como regra geral para condições de instabilidade térmica, a separação entre os sensores não deve exceder 10% de  $(z-d)$ .

Baldocchi *et al.* (1995) referem que se a razão entre a distância de separação e  $z-d$  for inferior a 5%, o erro das covariâncias é inferior a 3%. Esses autores citam os critérios seguintes para a separação,  $s$ , entre sensores

$$s = (z-d)/5 \quad (3-190)$$

$$s = (z-d)/(6p) \quad (3-191)$$

**xii)** a metodologia do Carboeuroflux, descrita em Aubinet *et al.* (2000), usa os testes de controlo de qualidade dos dados dos fluxos de massa e energia desenvolvidos em Foken *et al.* (1996).

As duas ferramentas essenciais para o controlo de qualidade dos dados são a análise da estacionaridade dos mesmos e a análise das características turbulentas, através da verificação das relações semelhança dinâmica de Monin-Obukhov (M-O).

A importância da estacionaridade dos dados já foi verificada na discussão apresentada nos pontos **vi)** e **vii)**, sobre os intervalos de tempo necessários para remoção das médias e tendências lineares.

A análise da estacionaridade é também importante para o estudo da variabilidade espacial, ou homogeneidade, das estatísticas turbulentas, o qual é possível desde que se verifique a hipótese de "congelamento" turbulenta de Taylor. Esta hipótese pretende, basicamente, substituir

uma análise dos parâmetros micrometeorológicos numa vasta região espacial durante um determinado instante, por uma análise num só ponto do espaço ao longo de um intervalo de tempo significativo. A hipótese de Taylor pressupõe que um vórtice turbulento não se altera no seu espaço, ou "congela", à medida que é analisado em varrimento pelos sistemas de medição, podendo ser formulada através de uma expressão do tipo:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -u \frac{\partial \Phi}{\partial x} - v \frac{\partial \Phi}{\partial y} - w \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (3-192)$$

em que  $\Phi$  é uma variável escalar ou vectorial qualquer e  $u$ ,  $v$ , e  $w$  são as componentes da velocidade do vento segundo as direcções  $x$ ,  $y$ , e  $z$ .

Segundo Stull (1991) a hipótese de "congelamento" é válida em situações em que:

$$S_v \leq 0.5V \quad (3-193)$$

sendo  $V$  a velocidade média do vento e  $S_v$  o respectivo desvio padrão.

O teste de estacionaridade, proposto por Foken *et al.* (1996) e aplicado por Aubinet *et al.* (2000), consiste em dividir fluxos calculados pela equação (3-119), para séries de dados de 30min. e para cada um dos seis intervalos de 5min. dessas séries. Se a diferença entre os fluxos obtidos para o intervalo de 30min. for inferior em 30%, relativamente às médias dos fluxos de todos os períodos de 5min., componentes daquele intervalo, então as medidas são consideradas de alta qualidade e obtidas em regime estacionário. Se a referida diferença estiver compreendida entre 30 e 60%, então as medidas são consideradas de qualidade aceitável. O teste de estacionaridade indicado é, segundo os referidos autores, um critério inicial da qualidade dos dados.

A teoria de semelhança dinâmica de Monin-Obukhov (M-O) constitui uma ferramenta empírica fundamental para o estudo dos parâmetros meteorológicos e de escoamento na camada superficial atmosférica. A teoria de semelhança é extensível à inclusão de todas as quantidades escalares, variâncias e correlações lineares entre elas.

A experimentação conduzida em terrenos planos (p. ex., o Kansas Field Program 1968) permitiu a confirmação da hipótese de Monin-Obukhov, segundo a qual a estrutura da turbulência na camada de fluxo constante, ou camada superficial, é adequadamente descrita

ou parametrizada por variáveis chave como a altura,  $h$ , impulsão,  $g/T$ , tensão de corte cinemática,  $\tau/\rho$ , e fluxo de temperatura superficial,  $H/c_p$ , (Kaimal *et al.*, 1994). De acordo com a teoria *M-O*, podem ser obtidas funções universais de  $\chi$  a partir de vários parâmetros atmosféricos e respectivas estatísticas (gradientes, variâncias e covariâncias), quando normalizados pelas potências adequadas de  $u_*$  e  $T_*$ .

Lee *et al.* (1993a), trabalhando em coberto florestal, propõem relações entre as razões  $S_w/u_*$ ,  $S_T/T_*$  e  $S_q/q_*$ , em que  $q$  é a humidade absoluta, da forma seguinte:

$$S_w/u_* = a_w [-\chi]^{1/3} \quad (3-194)$$

$$S_T/T_* = a_T [-\chi]^{1/3} \quad (3-195)$$

$$S_q/q_* = a_q [-\chi]^{1/3} \quad (3-196)$$

Os valores de  $a_w$ ,  $a_T$  e  $a_q$  são da ordem de 1.9, 0.9 e 1.1, respectivamente. Os fluxos podem calcular-se a partir das definições de  $u_*$ ,  $T_*$  e  $q_*$ .

Panofsky *et al.* (1984), citados em Liu *et al.* (1998), apresenta uma relação de dependência de  $S_w/u_*$ , relativamente a  $(z-d)/L$ , válida em condições de instabilidade:

$$S_w/u_* = 1.25 [1-3\chi]^{1/3} \quad (3-197)$$

A verificação da observância das relações de semelhança dinâmica pode ser igualmente realizada pela aplicação das expressões fluxo-variância, ou características integrais, indicadas em Foken *et al.* (1996):

$$\frac{S_w}{u_*} = a_I [\chi]^{b_I} \quad (3-198)$$

$$\frac{S_u}{u_*} = a_I [\chi]^{b_I} \quad (3-199)$$

$$\frac{S_T}{T_*} = a_2 [x]^{b_2} \quad (3-200)$$

em que  $S_w$ ,  $S_u$  e  $S_T$  são os desvios-padrão das componentes vertical, longitudinal e da temperatura e  $x$  é o parâmetro de estabilidade. As constantes empíricas  $a_i$  e  $b_i$  são apresentadas no quadro seguinte:

	$x$	$a_1$	$b_1$	$a_2$	$b_2$
$S_w / u_*$	$-1 > x$	2	1/6		
	$-1 < x < 0.0625$	2	1/8		
$S_u / u_*$	$-1 > x$	2.83	1/6		
	$-1 < x < 0.0625$	2.83	1/8		
$S_T / T_*$	$-1 > x$			1	-1/3
	$-1 < x < 0.0625$			1	-1/4

A qualidade dos dados é considerada como boa, se as diferenças entre os valores medidos e calculados das características integrais não é superior a 20-30%.

Os princípios de similaridade fluxo-variância são aplicados para caracterização do grau de heterogeneidade espacial da turbulência. Tal heterogeneidade é função da presença de irregularidades geométricas no terreno, como sejam obstáculos e variação dos parâmetros geométricos e espaciais em altura, incluindo os inerentes à instalação da instrumentação. Tal heterogeneidade está também associada a irregularidades, já referidas, na distribuição do campo de temperaturas do ar e de fontes de vapor de água;

**xiii)** o denominado problema da sobreposição de frequências, surge quando a taxa de amostragem digital de um sinal contínuo, é insuficiente para quantificar todas as frequências de interesse presentes no sinal contínuo, ocorrendo então uma sobreposição das frequências mais elevadas do sinal sobre as frequências mais baixas.

O teorema da amostragem especifica a taxa mínima, ou o maior intervalo de amostragem, necessária para uma caracterização espectral até uma determinada frequência é expresso por Lynn (1985) da seguinte forma: um sinal contínuo, que não contenha componentes significativas em frequência acima de  $n_{m\acute{a}x}$  hertz, pode em princípio ser recuperado a partir de

sua versão amostrada, se o seu intervalo de amostragem for inferior a  $1/(2n_{m\acute{a}x})$  segundos. A frequ\ecia cr\ecitica de amostragem:

$$f_c = 2n_{m\acute{a}x} \quad (3-201)$$

\e9 a frequ\ecia de Nyquist. O cr\ecit\erio de amostragem de Nyquist expressa que ser\aa de duas o n\umero m\edimo de amostras necess\arias, por per\edodo dessa frequ\ecia m\axima,  $n_{m\acute{a}x}$ , presente no sinal cont\ednuo.

De acordo com Bendat *et al.* (1971), o problema da sobreposi\c\ao de frequ\ecias pode ser quantificado a partir da identidade seguinte, considerando  $t = 1/(2f_c)$ :

$$\cos(2\pi n t) = \cos(2\pi(2i f_c \pm n) \frac{1}{2f_c}) = \cos\frac{\pi n}{f_c} \quad (3-202)$$

sendo  $i$  um \edndice arbitr\ario inteiro positivo. Na verdade, a partir da f\ormula do coseno de adi\c\ao (e subtrac\c\ao) de \angulos:

$$\begin{aligned} \cos(2\pi(2i f_c \pm n) \frac{1}{2f_c}) &= \cos\left(\frac{4\pi i f_c}{2f_c} \pm \frac{2\pi n}{2f_c}\right) = \cos\left(2\pi i \pm \frac{\pi n}{f_c}\right) = \\ &= \cos(2\pi i) \cos\frac{\pi n}{f_c} \pm \text{sen}(2\pi i) \text{sen}\left(\frac{\pi n}{f_c}\right) = \cos\frac{\pi n}{f_c} \end{aligned} \quad (3-203)$$

Desta forma, os dados correspondentes a frequ\ecias  $2i f_c \pm n$  apresentam uma fun\c\ao coseno igual \aa dos dados correspondentes a uma dada frequ\ecia  $n$ , amostrados a intervalos de tempo  $t = 1/(2f_c)$ . Para um valor de  $f_c$  por exemplo de  $10\text{Hz}$ , ent\ao os dados correspondentes a uma frequ\ecia de  $3\text{Hz}$ , v\eam sobrepostos por dados respeitantes a  $17\text{Hz}$ ,  $23\text{Hz}$ ,  $37\text{Hz}$ ,  $43\text{Hz}$ , etc., caso existam.

Verifica-se assim que, para qualquer frequ\ecia  $n$  situada no intervalo  $0 \leq n \leq f_c$ , ocorre uma sobreposi\c\ao entre  $n$  e um n\umero infinito de frequ\ecias escrito na forma geral:

$$(2f_c \pm n), (4f_c \pm n), \dots, (2if_c \pm n), \dots \quad (3-204)$$

Em termos gráficos, essa sobreposição apresenta a forma de um fole de acordeão.

Segundo Stull (1991), o problema da sobreposição de frequências existe quando os sensores apresentam capacidade de resposta a frequências superiores àquelas a que ocorre a amostragem, detectando pois tais frequências ou, de forma equivalente, quando o sinal verdadeiro contém frequências superiores à frequência da amostragem.

Perante a lista infinita de frequências expressas em (3-204) é possível concluir que, a não ocorrer pré-filtragem analógica, o simples pós-processamento das séries de dados temporais, nunca elimina completamente o problema de sobreposição de frequências.

Moore (1986) propõe uma função de transferência coespectral  $FTa(n)$  a aplicar numa expressão do tipo da (3-164), para a quantificação em frequência do fenómeno de sobreposição de frequências:

$$FTa(n) = 1 + \left( \frac{n}{n_a - n} \right)^3 \quad (3-205)$$

sendo  $n_a$  a frequência de amostragem e  $n$  uma qualquer frequência menor ou igual que  $n_a/2$ . Os nossos cálculos para a expressão (3-205), considerando uma frequência de amostragem de 21Hz, relativa ao anemómetro Solent, aplicada às gamas de frequência responsáveis pelo grosso do transporte forneceram valores de ordem unitária. É claro que se deve considerar a recomendação de Horst (2000), de que o efeito de sobreposição de frequências é explicitamente válido, apenas para análise espectral;

**xiv)** as medições de trocas turbulentas não podem ser realizadas demasiado perto da superfície do topo do coberto, de forma a que os valores medidos correspondam apenas às árvores mais próximas e não à média do ecossistema, nem demasiado longe, por forma a que os dados se reportem apenas à média do coberto que se caracterizar e não sejam contaminados por efeitos advectivos de superfícies contíguas. As necessidades de "fetch" ou dimensão mínima de coberto vegetal, adequada à localização e altura do ponto de medida, devem ser pois convenientemente consideradas. Uma regra empírica para o cálculo das necessidades de "fetch", proposta por autores como Oke (1992), é a de que a razão entre o "fetch" e a altura das medições, seja da ordem de 100. Essa regra é considerada conservadora por Baldocchi *et al.* (1995).

Sobre a relação entre a altura das medidas das covariâncias e a área do ecossistema a montante que é caracterizada pelas mesmas ou footprint, autores como Schuepp *et al.* (1990), Laubach *et al.* (1994) ou Valente (1999) apresentam sistematizações do conhecimento sobre o assunto. O problema consistirá em calcular, para uma dada altura de observações, perfil de velocidades de vento e rugosidade, o padrão das contribuições ao longo da área a montante para os valores de fluxo medidos no ponto considerado.

Se for  $F$  o fluxo de uma grandeza escalar, medido num determinado ponto horizontal  $x$ , situado na coordenada  $0$  à altura  $z$ , a contribuição cumulativa  $F_x$  duma área de fonte, estendendo-se do ponto de observação até à distância a montante  $x > 0$ , é dada por:

$$F_x = F \exp(-(z-d)U_c / (u_* k x)) \quad (3-206)$$

sendo  $k$  a constante de von Karman, dada por  $0.41$ , e  $U_c$  uma velocidade de vento considerada constante, definida como a velocidade média do vento entre a superfície e a altura de observação  $z$ .

Considerando um perfil logarítmico de vento, a constante  $U_c$  vem dada por:

$$U_c = \frac{\int_{d+z_{0M}}^z u(z) dz}{\int_{d+z_{0M}}^z z} = \frac{u_* [\ln((z-d)/z_{0M}) - 1 + z_{0M}/(z-d)]}{k [1 - z_{0M}/(z-d)]} \quad (3-207)$$

A partir do fluxo cumulativo dado por (3-206) pode obter-se, por diferenciação em ordem a  $x$ , o padrão das contribuições das fontes localizadas a distâncias  $x$ , a montante do ponto de medição do fluxo  $(0, z)$ :

$$(1/F) dF_x/dx = ((z-d)U_c / (u_* k x^2)) F_x/F \quad (3-208)$$

A equação anterior é válida para condições de neutralidade térmica e perfil perfeitamente logarítmico. Inserindo as equações (3-206) e (3-207) no lado direito (3-208), obteríamos uma nova equação de incógnitas  $z$ ,  $d$  e  $z_o$  e cujo integral entre  $x = 0$  e  $\infty$ , portanto representativo da totalidade das contribuições relativas  $dF_x/F$ , é unitário.

A abscissa correspondente ao ponto de máxima contribuição,  $x_{max}$ , para o fluxo é obtida por Schuepp *et al.* (1990) como:

$$x_{max} = \frac{U_c (z - d)}{u_* 2k} \quad (3-209)$$

e a ordenada correspondente, ou seja a contribuição relativa máxima para o fluxo total medido vem dada:

$$\left( \frac{1}{F} \frac{dF_x}{dx} \right)_{max} = \frac{4u_* k}{u(z-d)} (\exp(-2)) \quad (3-210)$$

Os modelos apresentados, válidos para condições de neutralidade térmica e perfil perfeitamente logarítmico, são de tendência conservadora. Na verdade, a consideração, quer de obstáculos físicos aleatórios, quer de desvios ao perfil logarítmico consequentes aos efeitos da rugosidade da superfície, tenderão a reforçar a influência das fontes próximas do ponto de medida.

Por outro lado, em condições de instabilidade atmosférica ocorre contracção da área representada pelas medições. Schuepp *et al.* (1990), citados por Laubach *et al.* (1994), mostram que a distância  $x_{max}$ , do pico das contribuições é reduzida em 70% do valor neutro se  $(z-d/L)$  for igual a  $-0.16$  e em 57% se  $(z-d/L)$  for igual a  $-0.84$ .

Para as condições experimentais do presente estudo, as diversas perdas de fluxo em frequência, correspondentes à gama de frequências adimensionalizadas correspondente a 90% do transporte, já indicada, 0.001-2, para Macmillen (1988) e 0.0025-0.5 para Laubach *et al.* (1994), são de ordem unitária. Tal resultado é corroborado para algumas das funções de transferência, pelos cálculos de Laubach *et al.* (1994), num trabalho idêntico ao nosso, relativo a medições de fluxos de calor sensível e latente em ecossistema florestal. Aubinet *et al.* (2000), referem também que os erros devidos aos efeitos de filtragem passa-baixo indicados, apenas excedem 1% em situações de elevada velocidade do vento e/ou baixas alturas de medida, como sejam p.ex. valores de velocidades de vento superiores a 7m/s a níveis  $z-d$  da ordem de 12m;

xv) outro critério empírico para verificação da qualidade dos dados dos fluxos turbulentos, é o baseado na análise do fecho do balanço energético. O fecho do balanço é definido como a diferença entre a soma dos fluxos de calor sensível e latente e a energia disponível. Esta última é a resultante da subtração do somatório dos termos de armazenamento no solo, biomassa e camada de ar abaixo do topo do coberto ao balanço radiativo. Os dados dos fluxos turbulentos são considerados de boa qualidade, caso o fecho do balanço energético seja nulo ou muito baixo. Duas razões citadas na literatura, por ex. em Blanken *et al.* (1998), para a avaliação do fecho energético são a definida pela soma dos fluxos turbulentos de calor latente e sensível com a energia disponível e a correspondente ao gasto energético, definido como o somatório dos fluxos turbulentos com os termos de armazenamento, sobre o balanço radiativo.

Autores como Lee *et al.* (1993b), em povoamento de resinosas, referem resultados de 0.83 relativos à razão entre o somatório dos fluxos turbulentos e a energia disponível. Baldocchi *et al.* (1997), para medições realizadas em pinhal em Saskatchewan, Canadá, indicam valores de 8% para o fecho do balanço energético. Blanken *et al.* (1998), para as condições experimentais referidas e para o período diurno, apresentam valores médios da razão entre o somatório dos fluxos turbulentos e a energia disponível da ordem de 0.95.

Anthoni *et al.* (2000), em ecossistemas esparsos sob condições de Verão com céu limpo, referem valores absolutos elevados de 200 - 250Wm<sup>-2</sup>, para o fecho do balanço energético, devidos à grande variabilidade das temperaturas radiativas superficiais. Essa variabilidade é resultante da heterogeneidade da exposição e responsável, dessa forma, por condições de fecho bastante desfavoráveis.

Aubinet *et al.* (2000), apresentam uma discussão detalhada do critério do fecho do balanço energético, indicando objecções ao mesmo, relacionadas com erros de medição do balanço radiativo e dos termos de armazenamento. Esses erros derivam da eventual existência de efeitos advectivos, bem como da ocorrência de condições meteorológicas associadas p.ex. a gelo, degelo ou transporte pelas chuvas. Os mesmos autores, fazendo um resumo dos resultados do projecto Carboeuroflux, referem que o fecho do balanço energético é mais favorável em condições de maior energia disponível, de instabilidade térmica e de valores superiores, até 0.4m/s, de  $u_*$ .

#### 4 - Caracterização do escoamento turbulento na camada superficial

##### 4.1 - Introdução

Os escoamentos atmosféricos são de natureza turbulenta. Num escoamento turbulento as partículas de fluido apresentam movimento desordenado com forte interação entre si, não sendo possível uma reprodução experimental, detalhada, dos respectivos campos de velocidades.

Os escoamentos turbulentos ocorrem a números de Reynolds elevados, com predominância de forças de inércia associadas a efeitos convectivos sobre as forças de viscosidade, associadas a efeitos difusivos. Estes efeitos convectivos são os principais responsáveis pela grande difusividade da turbulência. Um escoamento turbulento é altamente difusivo, sendo os processos de transferência de calor e massa e de arrastamento consideravelmente ampliados. O transporte turbulento é, assim, muito mais eficaz que o transporte devido a transporte molecular.

O escoamento turbulento é, segundo Baldocchi *et al.* (1987), caracterizado como o movimento de um fluido, com velocidades e pressões locais que flutuam aleatoriamente.

O carácter irregular da turbulência impõe o recurso a métodos aleatórios. O escoamento turbulento é baseado em flutuações aleatórias de velocidade, pelo que, como se referiu no Capítulo I e na Secção 3.3, é necessário tratar os respectivos valores instantâneos  $u$  em termos de velocidade média temporal  $\bar{u}$  e flutuações em torno desse valor médio.

A teoria do escoamento turbulento é válida principalmente em condições assintóticas, de número de Reynolds elevado em que os efeitos da viscosidade, com excepção das escalas mais pequenas do movimento, são muito reduzidos.

A turbulência é uma característica dos escoamentos e não dos fluidos. Mesmo as escalas de menores comprimentos, dinamicamente significativas, são muito superiores às distâncias intermoleculares ou às dimensões moleculares. As principais características da turbulência não são assim controladas pelas propriedades moleculares dos fluidos, sendo a dinâmica turbulenta análoga sob condições em que o número de Reynolds seja suficientemente grande.

O escoamento turbulento é rotacional e tridimensional e contínuo, caracterizado pelas equações de mecânica de fluidos. O carácter simultaneamente aleatório, acima mencionado e

não linear, confere particular complexidade ao tratamento matemático da turbulência. Dessa forma, o tratamento matemático do escoamento turbulento, através das equações diferenciais, não dispensa o recurso a informação empírica. Esse tratamento conduz ao denominado problema de fecho da teoria da turbulência, caracterizado pela existência de mais incógnitas que equações.

As tensões de corte viscosas dissipam a energia cinética dos escoamentos turbulentos, aumentando a energia interna do fluido. Segundo Tennekes *et al.* (1980), a dissipação viscosa impede a formação de vórtices infinitamente pequenos por conversão da energia existente nessas baixas escalas dimensionais em calor. A manutenção das características turbulentas do escoamento, necessita pois de um mecanismo de abastecimento contínuo de energia, que permita compensar essas perdas viscosas. Tal abastecimento pode ser de origem mecânica, derivado das tensões de corte no escoamento médio ou de origem impulsiva.

Dado que as equações de movimento são não-lineares, cada padrão individual de escoamento dependerá das condições iniciais e de fronteira. Assim, não obstante os aspectos comuns, cada escoamento turbulento é diferente, em função do ambiente adjacente. Da interação entre esse ambiente e a turbulência, resulta uma situação de permanente adaptação ou de equilíbrio dinâmico, nunca verdadeiramente atingido.

Uma caracterização minuciosa dessa condição de pseudo-equilíbrio é conseguida através de recurso a escalas de tempo suficientemente pequenas, sendo dessa forma possível, segundo Tennekes *et al.* (1980), adimensionalizar as variáveis do escoamento às escalas locais de tempo e comprimento e postular então uma condição de invariância local ou semelhança dinâmica em todo o campo turbulento.

Para simplificar o tratamento da turbulência, por analogia ao percurso das moléculas segundo a teoria cinética dos gases, é usual o recurso a conceitos empíricos como o de comprimento de mistura, referido na Secção 3.1.1. Em rigor, como foi então referido, tais conceitos seriam válidos para condições hipotéticas em que as escalas de comprimento e as velocidades fossem únicas, facilmente caracterizáveis e de dimensão reduzida, quando comparadas com as escalas de dimensões típicas do escoamento médio. Ora alguns autores como Raupach *et al.* (1981), Blanken *et al.* (1998) e Green *et al.* (1995), consideram que, na subcamada inercial, em cobertos florestais os vórtices com maior responsabilidade no transporte de energia e massa, são de escala de dimensão da ordem de várias vezes a altura das árvores. Técnicas como o

método dos quadrantes e a análise estatística da normalidade dos dados, adiante referidas, permitem uma caracterização da intermitência do escoamento turbulento. As metodologias de análise dimensional são também empregues para estudo dos fenómenos turbulentos, naquelas situações em que a caracterização adequada da estrutura da turbulência dependa apenas de algumas variáveis independentes.

Todos estes considerandos introdutórios, permitem concluir que a experiência e o instinto do investigador são cruciais para a obtenção de adequada informação sobre os escoamentos reais.

#### 4.2 - Equações do movimento

Em referências como Stull (1991), p.ex., são apresentadas as equações que caracterizam o escoamento turbulento, aplicáveis ao estudo da subcamada inercial. Tais equações são uma generalização, ao regime turbulento de flutuações aleatórias de velocidade, das equações de Navier-Stokes para escoamentos laminares de fluidos newtonianos. Essa generalização consiste em sujeitar o campo de velocidades  $u_j$ , como se referiu acima, à decomposição de Reynolds, em componentes média  $\overline{U}_j$  e flutuações  $u_j'$ , de média nula. Para tal, pressupõe-se a hipótese ergódica, referida na Secção 3.3, de estacionaridade e homogeneidade espacial, pelo que as médias temporal e espacial serão iguais.

##### 4.2.1 - Equação de continuidade

A equação de continuidade exprime o princípio de conservação de massa, na forma diferencial, sendo dada em condições de incompressibilidade, pela expressão seguinte:

$$\frac{\partial(U_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial(\overline{U}_j + u_j')}{\partial x_j} = 0 \quad (4-1)$$

ou

$$\frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_j} = 0 \quad (4-2)$$

donde, calculando médias:

$$\overline{\frac{\partial \bar{U}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_j}} = 0 \quad (4-3)$$

Pelas regras de Reynolds o segundo membro do lado esquerdo de (4-3) é nulo, pelo que a equação de continuidade para o escoamento médio virá:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial x_j} = 0 \quad (4-4)$$

donde, por subtracção de (4-4) a (4-2), resultará a equação de continuidade relativa às flutuações instantâneas turbulentas de velocidade:

$$\frac{\partial u_j'}{\partial x_j} = 0 \quad (4-5)$$

#### 4.2.2 - Equação do balanço de quantidade de movimento

Nos escoamentos turbulentos a relação entre o campo médio de tensões e o campo de deformações, deve considerar o facto de que as flutuações turbulentas tridimensionais transportam quantidade de movimento através das linhas de corrente do escoamento médio de velocidade, eventualmente unidimensional. Segundo Fox *et al.* (1985), as trocas de momento entre as camadas adjacentes de fluido são incrementadas, ocorrendo tensões adicionais que devem ser adicionadas às tensões médias causadas pelos gradientes médios de velocidade. Esse processo pode ser estudado pela equação de conservação de quantidade de movimento, baseada na aplicação da 2ª Lei de Newton, aplicada a uma partícula de fluido. De acordo com Stull (1991), a correspondente equação pode ser enunciada da seguinte forma:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -d_{i3} g + f_c e_{ij3} U_j - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (4-6)$$

I      II      III      IV      V      VI

Sendo  $f_c$  o parâmetro de Coriolis,  $\delta_{ij}$  o delta de Kronecker de valor unitário se  $i = j$  e de valor nulo se  $i \neq j$  e  $\epsilon_{ij3}$  é o símbolo de permutação de valor +1 se  $i=1$  e  $j = 2$ , -1 se  $i=2$  e  $j = 1$  e nulo se  $i$  ou  $j = 3$  ou  $i = j$ . O símbolo  $t_{ij}$  representa o tensor das tensões viscosas.

Nesta equação, I é o termo inercial representativo do armazenamento de quantidade de movimento; II é o termo advectivo da quantidade de movimento; III é o termo representativo da força vertical de gravidade; IV é o termo representativo dos efeitos de Coriolis derivados da rotação da Terra; o termo V representa a o gradiente das forças de pressão estática e o termo VI a influência das tensões viscosas.

Considerando o ar atmosférico como um fluido newtoniano e incompressível, as respectivas relações constitutivas entre o campo de velocidades e as forças tangenciais e normais devidas respectivamente à pressão estática,  $p$ , e à viscosidade,  $m$ , permitem que o termo VI seja escrito na forma seguinte:

$$\text{Termo VI} = \left(\frac{1}{r}\right) \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ m \left[ \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] - \left(\frac{2}{3}\right) m \left[ \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right] \delta_{ij} \right\} \quad (4-7)$$

Calculando a derivada em cada termo de (4-7), vem:

$$\text{Termo VI} = \left(\frac{m}{r}\right) \left\{ \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \frac{\partial U_j}{\partial x_j} \right] - \left(\frac{2}{3}\right) \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right] \right\} \quad (4-8)$$

e considerando a equação (4-1):

$$\text{Termo VI} = n \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \quad (4-9)$$

sendo  $n$  a viscosidade cinemática, dada por  $(m/\rho)$ .

A equação de conservação de quantidade de movimento (4-6) pode então escrever-se do seguinte modo:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -d_{i3} g + f_c e_{ij3} U_j - \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \bullet \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \quad (4-10)$$

Stull (1991) mostra que, como consequência da decomposição da massa específica do ar, nas componentes média  $\bar{r}$  e de flutuação  $r'$ , resultam uma parcela  $g (r'/\bar{r})$  no lado direito da equação (4-10), que não pode ser desprezada, e um factor multiplicativo de  $(1+r'/\bar{r})$  no primeiro termo do lado esquerdo, de ordem sensivelmente unitária. A denominada aproximação de Boussinesq, permite que se não considerem as flutuações de massa específica no termo inercial, respeitando contudo a influência dessas flutuações no termo gravítico do lado direito da equação (4-10).

Stull (1991) demonstra a validade de uma regra prática para implementação da aproximação de Boussinesq, que consiste na substituição de cada ocorrência de  $r$  por  $\bar{r}$  e de  $g$  por  $(g - (q_v'/\bar{q}_v)g)$ , sendo  $q_v$  a temperatura potencial virtual. Pela aplicação da aproximação de Boussinesq à equação (4-10), resulta:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = & \bullet_{i3} g \left( g - \frac{q_v'}{\bar{q}_v} \right) + f_c \bullet_{ij3} U_j - \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \\ & + \bullet \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \end{aligned} \quad (4-11)$$

Expandindo então as variáveis de velocidade e pressão nas componentes média e turbulenta, virá:

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\bar{U}_i + u_i')}{\partial t} + (\bar{U}_j + u_j') \frac{\partial (\bar{U}_i + u_i')}{\partial x_j} = & \bullet_{i3} \left( g - \frac{q_v'}{\bar{q}_v} \right) + f_c \bullet_{ij3} (\bar{U}_j + u_j') - \\ & - \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial (\bar{p} + p')}{\partial x_i} + \bullet \frac{\partial^2 (\bar{U}_i + u_i')}{\partial x_j^2} \end{aligned} \quad (4-12)$$

ou:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i'}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \bar{U}_j \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + u_j' \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} = -d_{i3} g + d_{i3} \left( \frac{q_v'}{q_v} \right) g + \\ + f_c e_{ij3} \bar{U}_j + f_c e_{ij3} u_j' - \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} - \frac{1}{r} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j^2} + \nu \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j^2} \end{aligned} \quad (4-13)$$

Tomando médias à equação (4-13), vem:

$$\begin{aligned} \overline{\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i'}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \bar{U}_j \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + u_j' \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} = \overline{-d_{i3} g + d_{i3} g \frac{q_v'}{q_v} +} \\ + \overline{f_c e_{ij3} \bar{U}_j + f_c e_{ij3} u_j' - \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{1}{r} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j^2} + \nu \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j^2}} \end{aligned} \quad (4-14)$$

Pelas regras de Reynolds, as médias dos termos com flutuações são nulas, pelo que a equação (4-14) se pode escrever:

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} = \overline{-d_{i3} g + f_c e_{ij3} \bar{U}_j} - \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j^2} \quad (4-15)$$

Multiplicando agora a equação (4-5) de continuidade para as flutuações turbulentas por  $u_j'$  adicionado ao terceiro termo do lado esquerdo de (4-15), calculando a média respectiva e aplicando a regra da derivada do produto, virá:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial (u_i' u_j')}{\partial x_j} = \overline{-d_{i3} g + f_c e_{ij3} \bar{U}_j} - \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \\ + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j^2} \end{aligned} \quad (4-16)$$

ou:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = \overline{-d_{i3} g + f_c e_{ij3} \bar{U}_j} - \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial (u_i' u_j')}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (4-17)$$

I      II      III      IV      V      VI      VII

Na equação (4-17) o termo I representa a variação temporal ou armazenagem inercial de momento médio; o termo II é descritivo da advecção de momento médio pelo vento médio; o termo III quantifica os efeitos da gravidade; o termo IV é o termo representativo dos efeitos de Coriolis derivados da rotação da Terra; o termo V representa o gradiente das forças de pressão estática; o termo VI a influência das tensões viscosas e o termo VII quantifica a influência, já referida, das flutuações turbulentas na transferência de momento no escoamento médio.

O produto genérico  $\overline{u_i u_j}$  é representativo da permuta, por unidade de tempo, da concentração de quantidade de movimento por unidade de volume,  $\Gamma u_i'$ , através de uma superfície elemental perpendicular a  $u_i'$  na direcção de  $u_j'$ . As dimensões respectivas são de tensão pelo que o referido produto é o tensor das tensões de Reynolds, representativo dum tensor simétrico de 2ª ordem, cujos componentes não-diagonais são tensões de corte, que se adicionam às tensões viscosas nos processos de transferência de quantidade de movimento no campo turbulento.

A existência do termo VII numa equação de caracterização do escoamento médio traduz, de forma quantitativa, o facto referido no início desta Secção de que as flutuações turbulentas tridimensionais devem ser consideradas no estudo dos parâmetros do escoamento turbulento médio, mesmo que unidimensional.

#### 4.2.3 - Equações dos balanços das variâncias e fluxo turbulento de momento

Como se referiu na Secção 3.1.1, o fluxo de momento é predominantemente descendente por efeitos do efeito de arrastamento superficial absorvente de quantidade de movimento e também, segundo Raupach *et al.* (1981), pela ausência de fontes significativas de momento médio no interior do coberto.

Para avaliação da equação do balanço de quantidade de movimento, subtrai-se primeiramente à equação (4-13), representativa do balanço das componentes do escoamento total, a equação (4-17), representativa do balanço das respectivas componentes médias, sendo então obtida uma equação representativa do balanço das componentes turbulentas:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i'}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + u_j' \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} = d_{i3} \left( \frac{q_v'}{q_v} \right) g + f_c e_{ij3} u_j' - \\ - \frac{1}{\Gamma} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + v \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j^2} + \frac{\partial(\overline{u_i' u_j'})}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (4-18)$$

Podemos utilizar agora a equação (4-18) para calcular a variância das componentes do escoamento. Multiplicando os termos dessa equação por  $2u_i'$ :

$$\begin{aligned} 2u_i' \frac{\partial u_i'}{\partial t} + 2u_i' \overline{U_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + 2u_i' u_j' \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + 2u_i' u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} = 2u_i' d_{i3} \left( \frac{q_v'}{q_v} \right) g + \\ + 2f_c e_{ij3} u_i' u_j' - 2u_i' \frac{1}{\Gamma} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + 2u_i' v \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j^2} + 2u_i' \frac{\partial(\overline{u_i' u_j'})}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (4-19)$$

Utilizando agora a regra da derivada do produto para converter  $2u_i' \partial u_i' / \partial t$  em  $\partial (u_i')^2 / \partial t$ , vem:

$$\begin{aligned} \frac{\partial (u_i')^2}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial (u_i')^2}{\partial x_j} + 2u_i' u_j' \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + u_j' \frac{\partial (u_i')^2}{\partial x_j} = 2u_i' d_{i3} \left( \frac{q_v'}{q_v} \right) g + \\ + 2f_c e_{ij3} u_i' u_j' - 2u_i' \frac{1}{\Gamma} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + 2u_i' v \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j^2} + 2u_i' \frac{\partial(\overline{u_i' u_j'})}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (4-20)$$

Aplicando médias aos termos da equação (4-20), obtemos:

$$\begin{aligned} \overline{\frac{\partial (u_i')^2}{\partial t}} + \overline{\overline{U_j} \frac{\partial (u_i')^2}{\partial x_j}} + \overline{2u_i' u_j' \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j}} + \overline{u_j' \frac{\partial (u_i')^2}{\partial x_j}} = \\ = \overline{2u_i' d_{i3} \left( \frac{q_v'}{q_v} \right) g} + \overline{2f_c e_{ij3} u_i' u_j'} - \overline{2u_i' \frac{1}{\Gamma} \frac{\partial p'}{\partial x_i}} + \overline{2u_i' v \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j^2}} + \\ + \overline{2u_i' \frac{\partial(\overline{u_i' u_j'})}{\partial x_j}} \end{aligned} \quad (4-21)$$

O último termo da equação (4-21) é nulo, porque a média  $\overline{u_i'}$  é igual a zero. Adicionando um termo  $\overline{u_i'^2 \partial u_j' / \partial x_j} = 0$  ao lado esquerdo da equação, o último termo antes do sinal de igualdade pode escrever-se na forma  $\overline{\partial (u_j' u_i'^2) / \partial x_j}$ :

$$\begin{aligned} & \overline{\frac{\partial (u_i')^2}{\partial t}} + \overline{U_j \frac{\partial (u_i')^2}{\partial x_j}} + 2\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} + \overline{\frac{\partial (u_j' u_i'^2)}{\partial x_j}} = \\ & = 2\overline{a_{i3} u_i' \left( \frac{\partial v'}{\partial v} \right) g} + 2\overline{f_c \cdot u_j' u_i'} - 2\overline{u_i' \frac{1}{\overline{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x_i}} + \\ & + 2\overline{v u_i' \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j^2}} \end{aligned} \quad (4-22)$$

A equação (4-22) é a equação geral de variância das componentes da velocidade do vento,  $\overline{u_i'^2}$ . Para caracterização de escoamentos em camada limite, essa equação pode ser sujeita a diversas simplificações.

Stull (1991) mostra que, sobre o último termo do lado direito, se pode estabelecer a igualdade seguinte:

$$2\overline{v u_i' \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j^2}} = v \overline{\frac{\partial^2 (u_i')^2}{\partial x_j^2}} - 2\overline{v \left( \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right)^2} \quad (4-23)$$

Na verdade, a partir do desenvolvimento da expressão  $\overline{\partial^2 (u_i'^2) / \partial x_j^2}$ , tem-se:

$$\begin{aligned} \overline{\frac{\partial^2 (u_i'^2)}{\partial x_j^2}} &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \overline{\frac{\partial (u_i')^2}{\partial x_j}} \right] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ 2\overline{u_i' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} \right] = \left[ 2 \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right] + \\ &+ \left[ 2\overline{u_i' \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j^2}} \right] = 2 \left[ \overline{\left( \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right)^2} \right] + \left[ 2\overline{u_i' \frac{\partial u_i'^2}{\partial x_j^2}} \right] \end{aligned} \quad (4-24)$$

Multiplicando ambos os termos do lado esquerdo e lado direito de (4-24) por  $\eta$ , obtém-se (4-23).

Stull (1991) mostra que o primeiro termo do lado direito de (4-23), representativo da curvatura das variâncias, é da ordem de  $10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ , de ordem de grandeza muito menor que o segundo termo do lado direito da ordem de  $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ . Podemos então escrever:

$$\overline{2u_i'v \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j^2}} \cong -2v \overline{\left( \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right)^2} \quad (4-25)$$

A dissipação viscosa,  $e$ , é um termo positivo definido por:

$$e = v \overline{\left( \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right)^2} \quad (4-26)$$

pelo que a sua utilização na equação (4-22), sob a forma (4-25), é representativa de uma perda de energia, tanto maior quanto menor a dimensão dos vórtices participantes no processo dissipativo. Segundo Stull (1991), a taxa de aquecimento consequente à dissipação da energia cinética dos vórtices de dimensões mais reduzidas, é muito baixa, pelo que não é considerada nas equações de conservação de calor sensível.

O terceiro termo do lado direito da equação (4-22) é o termo de pressão, que pode ser desenvolvido da seguinte forma:

$$-2u_i' \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x_i} = -\left( \frac{2}{\bar{\rho}} \right) \frac{\partial \overline{(u_i' p')}}{\partial x_i} + 2 \overline{\left( \frac{p'}{\bar{\rho}} \right) \left[ \frac{\partial u_i'}{\partial x_i} \right]} \quad (4-27)$$

A expressão no parêntesis recto no segundo termo do lado direito, representa a equação (4-5), de continuidade das flutuações turbulentas. Essa expressão de valor nulo é o somatório de três termos  $\overline{u_1' / x_1}$ ,  $\overline{u_2' / x_2}$  e  $\overline{u_3' / x_3}$ , os quais individualmente são promotores de uma redistribuição de energia cinética no interior do campo turbulento, entre as componentes com mais energia e as componentes com menos energia. O campo turbulento tende assim a ficar mais isotrópico pelo que este termo é designado por termo de retorno à isotropia. Os valores dos termos do tipo  $\overline{u_i' / x_i}$  são maiores para vórtices mais pequenos pelo que a isotropia

aumenta em escalas dimensionais mais baixas, correspondentes à gama de maior frequência espectral.

O segundo termo do lado direito de (4-22) é o termo de Coriolis, que pode ser desenvolvido da seguinte forma:

$$\begin{aligned} 2f_c e_{ij3} \overline{u_i' u_j'} &= 2f_c \hat{a}_{213} \overline{u_2' u_1'} + 2f_c \hat{a}_{123} \overline{u_1' u_2'} = \\ &= -2f_c \overline{u_2' u_1'} + 2f_c \overline{u_1' u_2'} = 0 \end{aligned} \quad (4-28)$$

A igualdade (4-28), de acordo com Stull (1991), significa que a força de Coriolis não gera variância ou energia cinética turbulenta. O termo de Coriolis apenas promove a redistribuição interna de energia cinética a uma taxa que, de segundo o mesmo autor, é de ordem de grandeza três vezes inferior aos restantes termos da equação (4-24). Dessa forma, o referido termo é cancelado. Após estas simplificações a equação (4-22) virá então:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{(u_i')^2}}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial \overline{(u_i')^2}}{\partial x_j} &= \\ \text{I} \quad \quad \quad \text{II} & \\ = 2d_{i3} \overline{u_i' \left( \frac{q_v'}{q_v} \right) g} - \frac{\partial \overline{(u_j' u_i')^2}}{\partial x_j} - \left( \frac{2}{\bar{r}} \right) \frac{\partial \overline{(u_i' p')}}{\partial x_i} - 2 \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} - 2e & \quad (4-29) \\ \text{III} \quad \quad \quad \text{IV} \quad \quad \quad \text{V} \quad \quad \quad \text{VI} \quad \quad \quad \text{VII} & \end{aligned}$$

O termo I representa o armazenamento local da variância das flutuações de velocidade; o termo II representa a advecção da variância pelo vento médio; o termo III refere-se aos efeitos da impulsão e instabilidade térmica; o termo IV refere-se ao transporte da variância  $\overline{u_i'^2}$  pelos vórtices turbulentos  $u_j'$ ; o termo V refere-se à redistribuição ou transporte de variância pelas flutuações de pressão associadas p.ex. a fenômenos de variação de estabilidade térmica ou estruturas turbulentas; o termo VI é um termo de produção de variância de sinal positivo, devido a constituir um produto entre um sinal negativo e o fluxo de momento normalmente descendente e negativo e o termo VII representa a dissipação viscosa da variância da velocidade.

Para uma dada componente concreta da velocidade, p.ex.  $u_x$ , a equação (4-29) virá:

$$\begin{aligned}
& \frac{\overline{\partial(u_i')^2}}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial \overline{(u_i')^2}}{\partial x_j} = \\
& \quad \text{I} \quad \quad \quad \text{II} \\
& = - \frac{\overline{\partial(u_j' u_i')^2}}{\partial x_j} - \left( \frac{2}{\overline{\Gamma}} \right) \frac{\partial \overline{(u_i' p')}}{\partial x_i} - 2 \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{U_i'}}{\partial x_j} + 2 \left( \frac{p'}{\overline{p}} \right) \left[ \overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_i}} \right] - 2\nu \left( \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right)^2 \quad (4-30) \\
& \quad \quad \quad \text{IV} \quad \quad \quad \text{V} \quad \quad \quad \text{VI} \quad \quad \quad \text{VIII} \quad \quad \quad \text{VII}
\end{aligned}$$

Nesta equação os diversos termos são equivalentes aos correspondentes da equação (4-28). O termo VIII é o termo redistributivo de retorno à isotropia. Esse termo tem de ser inserido nas equações equivalentes a (4-30), relativas à variância de cada uma das flutuações das componentes da velocidade do vento.

Deve notar-se que se a equação (4-30) fosse aplicada a  $u_3$ , o termo III de (4-29) para quantificação dos efeitos de impulsão vertical, deveria ser também considerado.

As equações diferenciais de balanço dos fluxos turbulentos de momento,  $\overline{r u_i' u_k'}$ , obtêm-se a partir da soma de duas equações. A primeira resulta da multiplicação da equação (4-18) por  $u_k'$ , atribuindo depois médias ao resultado obtido:

$$\begin{aligned}
& \overline{u_k' \frac{\partial u_i'}{\partial t}} + \overline{u_k' U_j} \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j} + \overline{u_k' u_j'} \frac{\partial \overline{U_i'}}{\partial x_j} + \overline{u_k' u_j'} \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j} = \overline{d_{i3} u_k'} \left( \frac{q_v'}{q_v} \right) g + \\
& + f_c e_{ij3} \overline{u_k' u_j'} - \frac{u_k'}{\overline{\Gamma}} \frac{\partial \overline{p'}}{\partial x_i} + \nu \overline{u_k' \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j^2}} \quad (4-31)
\end{aligned}$$

A segunda é obtida por permuta dos índices  $i$  e  $k$  na equação (4-31):

$$\begin{aligned}
& \overline{u_i' \frac{\partial u_k'}{\partial t}} + \overline{u_i' U_j} \frac{\partial \overline{u_k'}}{\partial x_j} + \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{U_k'}}{\partial x_j} + \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{u_k'}}{\partial x_j} = \overline{d_{k3} u_i'} \left( \frac{q_v'}{q_v} \right) g + \\
& + f_c e_{kj3} \overline{u_i' u_j'} - \frac{u_i'}{\overline{\Gamma}} \frac{\partial \overline{p'}}{\partial x_k} + \nu \overline{u_i' \frac{\partial^2 u_k'}{\partial x_j^2}} \quad (4-32)
\end{aligned}$$

Da adição das equações (4-31) e (4-32) e considerando a regra de derivação do produto aplicada em expressões do tipo  $\overline{u_i' \partial u_k' / \partial t} + \overline{u_k' \partial u_i' / \partial t} = \overline{\partial (u_i' u_k') / \partial t}$ , resulta:

$$\begin{aligned} & \frac{\overline{\partial u_i' u_k'}}{\partial t} + \overline{U_j \frac{\partial u_i' u_k'}{\partial x_j}} + \overline{u_i' u_j' \frac{\partial \overline{U_k}}{\partial x_j}} + \overline{u_k' u_j' \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j}} + \frac{\overline{u_j' \partial u_i' u_k'}}{\partial x_j} = \\ & = \overline{d_{i3} u_k' \left( \frac{q_v'}{q_v} \right) g} + \overline{\ddot{a}_{k3} u_i' \left( \frac{q_v'}{q_v} \right) g} + f_c e_{ij3} \overline{u_k' u_j'} + f_c e_{kij3} \overline{u_i' u_j'} - \\ & - \frac{\overline{u_i' \partial p'}}{\overline{\Gamma} \partial x_k} - \frac{\overline{u_k' \partial p'}}{\overline{\Gamma} \partial x_i} + \overline{v u_i' \frac{\partial^2 u_k'}{\partial x_j^2}} + \overline{v u_k' \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j^2}} \end{aligned} \quad (4-33)$$

Alterando a equação (4-33) por: i) adição ao último termo do lado esquerdo da média do produto entre a equação de continuidade para as flutuações turbulentas  $\partial u_j' / \partial x_j'$  e  $u_i' u_k'$ ; ii) utilização duma igualdade do tipo  $\overline{u_k' \partial p' / \partial x_i} = \overline{\partial (p' u_k') / \partial x_i} - \overline{p' \partial u_k' / \partial x_i}$  em cada um dos dois termos de pressão e iii) alteração dos termos de viscosidade por um desenvolvimento semelhante ao aplicado na equação (4-23) para  $(v \partial^2 (u_i')^2 / \partial x_j^2)$ , obtém-se:

$$\begin{aligned} & \frac{\overline{\partial u_i' u_k'}}{\partial t} + \overline{U_j \frac{\partial u_i' u_k'}{\partial x_j}} = \underbrace{-\overline{u_i' u_j' \frac{\partial \overline{U_k}}{\partial x_j}}}_{\text{III}} - \underbrace{\overline{u_k' u_j' \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j}}}_{\text{IV}} - \underbrace{\frac{\partial (\overline{u_i' u_j' u_k'})}{\partial x_j}}_{\text{IV}} + \\ & + \frac{g}{q_v} \left( \underbrace{d_{i3} \overline{u_k' q_v'}}_{\text{V}} + \underbrace{d_{k3} \overline{u_i' q_v'}}_{\text{V}} \right) + \underbrace{f_c (e_{kij3} \overline{u_i' u_j'} + e_{ij3} \overline{u_k' u_j'})}_{\text{VI}} - \frac{1}{\overline{\Gamma}} \left[ \frac{\partial (\overline{p' u_k'})}{\partial x_i} \right]_{\text{VII}} - \\ & - \frac{1}{\overline{\Gamma}} \left[ \frac{\partial (\overline{p' u_i'})}{\partial x_k} \right]_{\text{VII}} + \frac{1}{\overline{\Gamma}} \left[ \overline{p' \left( \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k'}{\partial x_i} \right)} \right]_{\text{VIII}} + \overline{v \frac{\partial^2 (u_i' u_k')}{\partial x_j^2}}_{\text{IX}} - 2 \overline{v \frac{\partial u_k'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}}_{\text{X}} \end{aligned} \quad (4-34)$$

Na equação (4-34) os termos I e II correspondem ao armazenamento e advecção de fluxo de momento; o termo III à produção de momento por via mecânica; o termo IV ao transporte turbulento; o termo V à produção ou consumo de momento por via impulsiva; o termo VI é

relativo aos efeitos de Coriolis; os termos VII são relativos ao transporte por difusão de pressão; o termo VIII à redistribuição de momento pela condição de retorno à isotropia; o termo IX à difusão molecular do momento ou transporte viscoso e o termo X o termo de dissipação viscosa. Este termo pode ser representado por  $2\epsilon_{u_i u_k}$ .

A aplicação mais comum da equação (4-34), apresentada p. ex. por Leclerc *et al.* (1990) e Kaimal *et al.* (1994), é a correspondente aos índices  $i = 1$  e  $k = 3$ , do balanço da covariância  $\overline{u'w'}$ , relativa ao fluxo vertical de momento horizontal.

Para tal aplicação consideram-se os pressupostos i) de que a componente média vertical é nula; ii) existe homogeneidade no plano horizontal e iii) o sistema de coordenadas alinhado com o vento médio. A equação (4-34) virá então:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \overline{u'_1 u'_3}}{\partial t} &= \underbrace{-\overline{u_3'^2} \frac{\partial \overline{U_1}}{\partial x_3}}_{\text{II}} - \underbrace{\frac{\partial (\overline{u'_1 u_3'^2})}{\partial x_3}}_{\text{III}} + \underbrace{\frac{g}{q_\bullet} \overline{u'_1 q_\bullet}}_{\text{IV}} - \underbrace{\frac{1}{r} \left[ \frac{\partial (\overline{p' u'_1})}{\partial x_3} \right]}_{\text{V}} + \\
 &+ \underbrace{v \frac{\partial^2 (\overline{u'_1 u_3'})}{\partial x_3^2}}_{\text{VI}} + \underbrace{\frac{1}{r} \left[ p' \left( \frac{\partial u'_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3'}{\partial x_1} \right) \right]}_{\text{VII}} - \underbrace{2\epsilon_{u_1 u_3}}_{\text{VIII}}
 \end{aligned}
 \tag{4-35}$$

Autores como Leclerc *et al.* (1990), Maitani *et al.* (1985) ou Wyngaard *et al.* (1971b) procederam em diversos ecossistemas, à medição experimental dos diversos termos da equação (4-35) em torres instrumentadas a vários níveis.

O termo VII de (4-35), relativo à redistribuição de momento, é também denominado por Leclerc *et al.* (1990), como termo de destruição de pressão. Dado que, de acordo com uma dedução de natureza dimensional desenvolvida por Wyngaard *et al.* (1971b) e citada por Kaimal *et al.* (1994), o termo VIII de dissipação viscosa é de ordem reduzida, resultará que o referido termo de destruição de pressão é o principal agente destruidor do fluxo vertical de momento. Wyngaard *et al.* (1971b), indicam que o termo VI de transporte viscoso é também reduzido, sob condições turbulentas, em que o número de Reynolds é elevado.

O termo III, de transporte turbulento de momento é, de acordo com os resultados experimentais de Wyngaard *et al.* (1971b), citados em Kaimal *et al.* (1994) e Leclerc *et al.* (1990), de reduzida expressão quando comparado com os termos de produção II e IV de produção mecânica e impulsiva. Stull (1991), Kaimal *et al.* (1994) e Wyngaard *et al.* (1971b), referem que o termo V de transporte por pressão, é também baixo.

Com base nas considerações acima e assumindo condições de estacionaridade, pode pois concluir-se, como o fazem Wyngaard *et al.* (1971b) e Kaimal *et al.* (1994), que a equação (4-35), resultará num equilíbrio entre os termos V de transporte de pressão e VII de destruição por pressão e os termos II e IV de produção.

Os resultados de Leclerc *et al.* (1990) para floresta de folhosas em Camp Borden, Canadá, confirmam, na camada acima do coberto, a influência de condições de estabilidade térmica para o acréscimo do termo de produção mecânica e inversamente das situações de instabilidade térmica uma maior relevância do termo impulsivo. No entanto, os resultados desses autores indicam que, mesmo em condições de instabilidade, o termo de produção de fluxo vertical de momento por tensões tangenciais é superior ao termo de produção por impulsão térmica.

Na subcamada inercial, para os mesmos autores, o termo de transporte turbulento é tipicamente positivo, de reduzida expressão, pouco dependente das condições de estabilidade/instabilidade atmosférica e representa uma exportação vertical de tensões de Reynolds. Leclerc *et al.* (1990), confirmam também a importância, atrás referida, do resíduo definido pelo somatório dos termos de transporte e destruição por pressão e dissipação viscosa, no balanço vertical de momento, enquanto agente compensador dos termos de produção. Lee *et al.* (1993a) apresentam também resultados em floresta de resinosas em Vancouver Island, no Canadá, indicativos de absorção vertical de momento pelo copado.

#### 4.2.4 - O carácter intermitente do processo de transporte vertical de momento

O carácter intermitente do transporte turbulento por vórtices de grandes dimensões na subcamada inercial em ecossistemas florestais foi já mencionado no Capítulo 3 e Secção 4.1. Esse carácter é realçado, segundo Wyngaard *et al.* (1971b), até pelo facto de os termos de transporte turbulento de importância serem de importância reduzida na equação do balanço de conservação de momento horizontal,  $\overline{\Gamma u'w'}$ . Um método a que se recorre para caracterização

das estruturas turbulentas coerentes, responsáveis pelo transporte vertical de momento horizontal, é o método dos quadrantes de amostragem condicional.

A média temporal de  $u'w'$ , dada por  $\overline{u'w'}$ , é, segundo esse método, considerada como o somatório de quatro contribuições, provenientes de cada um dos quadrantes do plano ( $u'$ ,  $w'$ ). Cada contribuição representa uma fracção de stress,  $S_i$ , definida por:

$$S_i = (\overline{u'w'})^{-1} \lim (T_a \otimes \forall) \frac{1}{T_a} \int_0^{T_a} u'(t)w'(t) I_i dt \quad (4-36)$$

em que  $T_a$  é a duração do período de amostragem,  $I_i$  é a denominada função indicativa dada por 1 se o par ordenado ( $u'$ ,  $w'$ ) se encontra no quadrante  $i$  e por zero em caso contrário. O conceito associado de fracção temporal,  $T_p$ , é definido por:

$$T_i = \lim (T_a \otimes \forall) \frac{1}{T_a} \int_0^{T_a} I_i dt \quad (4-37)$$

corresponde à fracção de tempo associada aos acontecimentos de cada quadrante.

A partir do sinal das flutuações  $u'$  e  $w'$ , são então definidos os quatro eventos de transporte vertical de momento:

$$\begin{aligned} i = 1, (u' > 0, w' > 0) \\ i = 2, (u' < 0, w' > 0) \\ i = 3, (u' < 0, w' < 0) \\ i = 4, (u' > 0, w' < 0) \end{aligned} \quad (4-38)$$

Os fenómenos respeitantes aos sucessivos quadrantes são designados como interacções ascendentes, ejeções, interacções descendentes e rajadas. O transporte vertical de momento, predominantemente descendente, é principalmente realizado pelos fenómenos de ejeção e rajada inerentes aos quadrantes 2 e 4. Estes fenómenos são, de acordo com autores como Gao *et al.* (1988), rápidos e de curta duração. Os interacções relativas aos quadrantes 1 e 3 são responsáveis pelo transporte ascendente de momento.

As interações ascendentes representadas no quadrante 1, dizem respeito à difusão ascendente do ar em movimento rápido, as ejeções representadas no quadrante 2, estão relacionadas com a associação de ar em movimento lento com movimento vertical ascendente rápido, as interações descendentes representadas no quadrante 3, estão associadas à transferência descendente de ar em movimento lento e as rajadas, representadas no quarto quadrante, dizem respeito à associação de ar em movimento rápido com um movimento vertical descendente.

Gao *et al.* (1989) indicam que, em cobertos florestais, os fenómenos de ejeção, relativos ao quadrante 2, tendem a predominar, sobre os fenómenos de rajada, a níveis correspondentes a várias alturas das árvores.

Os resultados apresentados por autores como Lee *et al.* (1993a), em povoamento de resinosas, indicaram uma forte predominância de 72%, relativamente às fracções de stress associadas aos quadrantes 2 e 4. Por outro lado mais de metade do fluxo vertical de momento ocorreu em apenas 9.6% do tempo total de medições. Green *et al.* (1995), em povoamento de resinosas em Inglaterra, refere que 40% da transferência vertical total de momento horizontal ocorreu em menos de 10% do tempo de medidas. O trabalho de Denmead *et al.* (1985), já citado na Secção 3.2, relativo a floresta de resinosas, apresenta resultados, segundo os quais a maior fracção do transporte turbulento de calor e massa é devida a vórtices descendentes de escala comparável à altura das árvores. Esses vórtices, com duração média de 30 segundos, transportam ar frio e seco e penetram no interior do coberto em cada três minutos.

Todos estes resultados são pois representativos da realidade de que, em cobertos florestais, a transferência vertical de momento, calor e massa é principalmente causada por estruturas intermitentes de curta duração. Para Wyngaard *et al.* (1971b) e Stull (1991), essa intermitência é mais acentuada em condições de instabilidade térmica.

Grant *et al.* (1986), citam resultados de fontes bibliográficas, indicativos de três casos de fenómenos turbulentos intermitentes em povoamentos florestais, a saber: i) fenómenos de duração de 15seg. em condições de instabilidade; ii) fenómenos de duração de 20 a 40seg. e iii) fenómenos caracterizados por 2 a 5 movimentos descendentes de ar frio em cada 10 min., sem quaisquer movimentos ascendentes.

A presença de fenómenos intermitentes, segundo autores como Maitani (1978), é também revelada pelo estudo dos desvios à distribuição normal, das distribuições de probabilidade das séries temporais relativas à camada limite superficial. Em particular, o referido autor indica a

importância dos parâmetros de achatamento e curtose para a identificação da intermitência turbulenta.

As escalas de dimensão  $L$  e tempo  $t$  eulerianas, são indicadores adicionais sobre as características dos vórtices que dominam os processos de troca de calor e massa.

As definições das escalas integrais eulerianas de tempo e comprimento das componentes  $u$  e  $w$  da velocidade do vento utilizadas por autores como Green *et al.* (1995) e Blanken *et al.* (1998), em ecossistemas florestais são as seguintes:

$$t_u = \int_0^{\infty} \left( \overline{u'(t)u'(t+\tau)} / \overline{u'^2} \right) d(\tau) \quad (4-39)$$

$$t_w = \int_0^{\infty} \left( \overline{w'(t)w'(t+\tau)} / \overline{w'^2} \right) d(\tau) \quad (4-40)$$

$$L_u = \bar{u} t_u \quad (4-41)$$

$$L_w = \bar{w} t_w \quad (4-42)$$

4.2.5 - Equações dos balanços das variâncias e covariâncias entre as flutuações de velocidade e grandezas escalares

O ponto de partida para a análise dos balanços de temperatura e de covariâncias  $\overline{u_i'q'}$  é a equação generalizada de conservação de calor na camada limite, apresentada por Stull (1991), como:

$$\underbrace{\frac{\partial q}{\partial t}}_I + \underbrace{U_j \frac{\partial q}{\partial x_j}}_II = k \underbrace{\frac{\partial^2 q}{\partial x_j^2}}_III - \underbrace{\frac{I}{r c_p} \left( \frac{\partial R_{nj}}{\partial x_j} \right)}_IV - \underbrace{\frac{I}{r c_p} \left( \frac{LE}{r c_p} \right)}_V \quad (4-43)$$

sendo  $k$  a difusividade térmica,  $L$  o calor latente associado à mudança de fase do fluxo de vapor de água e  $R_{nj}$  a componente do balanço radiativo na direção  $j$ .

Na equação (4-43) os termos I, II e III representam os termos de armazenamento, advecção e difusão molecular e os termos IV e V representam as fontes (ou sumidouros) de calor, derivados da radiação e mudança de fase de vapor de água.

Tirando as médias para converter as variáveis nas componentes média e turbulenta, tem-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_j} + \overline{U_j \frac{\partial q'}{\partial x_j}} + u_j' \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_j} + u_j' \frac{\partial q'}{\partial x_j} = k \frac{\partial^2 \bar{q}}{\partial x_j^2} + k \frac{\partial^2 q'}{\partial x_j^2} - \\ - \frac{1}{r c_p} \left( \frac{\partial \bar{R}_{nj}}{\partial x_j} \right) - \frac{1}{r c_p} \left( \frac{\partial R_{nj}'}{\partial x_j} \right) - \frac{1}{r c_p} \left( \frac{LE}{r c_p} \right) \end{aligned} \quad (4-44)$$

Calculando novamente as médias e alterando a formulação do último termo do lado esquerdo de (4-44), vem:

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_j} = k \frac{\partial^2 \bar{q}}{\partial x_j^2} - \frac{\partial (\overline{q' u_j'})}{\partial x_j} - \frac{1}{r c_p} \left( \frac{\partial \bar{R}_{nj}}{\partial x_j} \right) - \frac{1}{r c_p} \left( \frac{LE}{r c_p} \right) \quad (4-45)$$

Subtraindo agora (4-45) a (4-44), obtemos uma equação do balanço para as flutuações turbulentas de temperatura:

$$\begin{aligned} \frac{\partial q'}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial q'}{\partial x_j} + u_j' \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_j} + u_j' \frac{\partial q'}{\partial x_j} = +k \frac{\partial^2 q'}{\partial x_j^2} + \frac{\partial (\overline{q' u_j'})}{\partial x_j} - \\ - \frac{1}{r c_p} \left( \frac{\partial R_{nj}'}{\partial x_j} \right) \end{aligned} \quad (4-46)$$

O cálculo do balanço da covariância ( $\overline{u_i' q'}$ ) é efectuado de forma semelhante ao do balanço de ( $\overline{u_i' u_j'}$ ). Tomamos a equação (4-18), relativa ao balanço de flutuações  $u_i'$ , multiplicamos pela flutuação  $q'$  e aplicamos médias:

$$\overline{q' \frac{\partial u_i'}{\partial t}} + \overline{q' \overline{U_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} + \overline{q' u_j' \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_j}} + \overline{q' u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} = \bullet_{i3} q' \left( \frac{q_v'}{q_v} \right) g + f_c e_{ij3} \overline{u_j' q'} -$$

$$- \frac{\overline{q' \frac{\partial p'}{\partial x_i}}}{\overline{r}} + \overline{\nu q' \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_j^2}} \quad (4-47)$$

Por outro lado, multiplicando os termos de (4-46) do balanço das flutuações de  $q$ , pelas flutuações  $u_i'$  e aplicando médias, vem:

$$\overline{u_i' \frac{\partial q'}{\partial t}} + \overline{\overline{U_j} u_i' \frac{\partial q'}{\partial x_j}} + \overline{u_j' u_i' \frac{\partial q'}{\partial x_j}} + \overline{u_j' u_i' \frac{\partial q'}{\partial x_j}} = \overline{K u_i' \frac{\partial^2 q'}{\partial x_j^2}} +$$

$$+ \overline{u_i' \frac{\partial (\overline{q' u_j'})}{\partial x_j}} - \left( \frac{I}{\bullet c_p} \right) u_i' \left( \frac{\partial R'_{nj}}{\partial x_j} \right) \quad (4-48)$$

Assumindo  $n = k$  e somando (4-47) e (4-48), resulta:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (\overline{u_i' q'})}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial (\overline{u_i' q'})}{\partial x_j} + \overline{q' u_j' \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_j}} + \overline{u_i' u_j' \frac{\partial \overline{q}}{\partial x_j}} + \frac{\partial (\overline{q' u_i' u_j'})}{\partial x_j} = \\ & \quad \text{I} \quad \quad \text{II} \quad \quad \text{III} \quad \quad \text{IV} \quad \quad \text{V} \\ & = \bullet_{i3} \left( \frac{q_v' q_v}{q_v} \right) g + f_c e_{ij3} \overline{u_j' q} - \frac{1}{\overline{r}} \left[ \frac{\partial (\overline{p' q'})}{\partial x_i} - \overline{p' \frac{\partial q'}{\partial x_i}} \right] + \overline{\nu \frac{\partial^2 (u_i' q')}{\partial x_j^2}} - \\ & \quad \text{VI} \quad \quad \text{VII} \quad \quad \text{VIII} \quad \quad \text{IX} \quad \quad \text{X} \\ & - 2 \overline{\nu' \left( \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right) \left( \frac{\partial q'}{\partial x_j} \right)} - \left( \frac{\overline{u_i'}}{\bullet c_p} \right) \left( \frac{\partial R'_{nj}}{\partial x_j} \right) \\ & \quad \text{XI} \quad \quad \text{XII} \end{aligned} \quad (4-49)$$

As principais diferenças entre a equação (4-49) e a equação (4-34), relativa aos fluxos de quantidade de movimento,  $\overline{u_i' u_k'}$ , residem nos termos IV de (4-49) de produção/perda de covariância relacionados com os gradientes médios de temperatura, e no termo XII relativo à correlação entre as flutuações de velocidade e de balanço radiativo.

No caso particular do fluxo vertical de calor sensível, sendo  $i = 3$ , com base nos pressupostos utilizados para a obtenção da equação (4-35), relativa ao balanço vertical de momento, Wyngaard *et al.* (1971b) e Stull (1991), escrevem a equação (4-49), desprezando o respectivo termo XII, na forma:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial(\overline{u_3'q'})}{\partial t} &= \underbrace{-\overline{u_3'^2} \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_3}}_{\text{II}} - \underbrace{\frac{\partial(\overline{q'u_3'^2})}{\partial x_3}}_{\text{III}} + \underbrace{\left(\frac{\overline{gq'q_v'}}{\overline{q_n}}\right)}_{\text{IV}} + \\
 &\quad \underbrace{\frac{1}{r} \left[ p' \frac{\partial \bar{q}'}{\partial x_3} \right]}_{\text{V}} \qquad (4-50)
 \end{aligned}$$

Na equação (4-50) o termo I representa o armazenamento; o termo II a produção de covariância por gradiente de temperatura; o termo III o transporte turbulento; o termo IV a produção de covariância por impulsão e o termo V é relativo à redistribuição ou destruição de pressão.

Para o balanço da covariância  $\overline{u_3'\bar{q}'}$  permanecem válidos os comentários de Kaimal *et al.* (1994), baseados no trabalho de Wyngaard *et al.* (1971b), indicados na Secção 4.2.3 para o fluxo vertical de momento. Assim, o termo V de destruição de pressão será o principal agente de destruição dos termos de produção II e IV, o termo de transporte III é reduzido quando comparado com os termos de produção e a equação (4-50) na sua forma estacionária traduzirá um balanço entre os termos de produção e o termo de destruição de pressão.

#### 4.2.6 - Equações do balanço da energia cinética

O balanço de energia cinética turbulenta, por unidade de massa, permite caracterizar o contexto dos processos de produção, transporte e perda de flutuações turbulentas. Na subcamada inercial a energia cinética turbulenta é de origem mecânica derivada de tensões tangenciais no escoamento médio e de origem térmica produzida por forças de impulsão. A energia cinética é depois transferida na "cascata inercial" dos vórtices de maiores dimensões para os de menores dimensões e convertida, por dissipação viscosa, em energia interna do fluido, na forma de calor.

A partir da equação (4-29), relativa ao balanço da variância das flutuações de velocidade, podemos deduzir as equações de energia cinética:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{e}}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j} = & \\ \text{I} \quad \text{II} & \\ = d_{i3} \overline{u_i' \left( \frac{\partial e'}{\partial x_j} \right)} g - \frac{\partial (\overline{u_j' e})}{\partial x_j} - \left( \frac{1}{\bar{n}} \right) \frac{\partial (\overline{u_i' p'})}{\partial x_i} - \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} - e & \quad (4-51) \\ \text{III} \quad \text{IV} \quad \text{V} \quad \text{VI} \quad \text{VII} & \end{aligned}$$

sendo  $e$  a energia cinética turbulenta por unidade de massa, dada por  $0.5(u_1^2 + u_2^2 + u_3^2)$  e  $p$  a pressão atmosférica. Nesta equação, o termo I representa a taxa de armazenamento da energia cinética; o termo II a advecção de energia cinética pelo campo médio de velocidade; o termo III o termo de produção ou consumo por impulsão; o termo IV representa o transporte turbulento de energia cinética motivado pelas flutuações  $u_j'$  e o termo V é o termo de transporte ou correlação de pressão indicativo de como a energia cinética turbulenta é redistribuída por flutuações de pressão. Este termo, segundo Stull (1991), está associado com a passagem de vórtices de grandes dimensões. O termo VI refere-se à produção/consumo por tensões tangenciais e o termo VII corresponde à dissipação viscosa de energia cinética e respectiva conversão em calor.

Pela escolha de um sistema alinhado com a direcção do vento, em condições de homogeneidade horizontal e velocidade vertical média nula, a equação (4-51) virá:

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\bar{e})}{\partial t} = \frac{g}{\bar{q}_v} (\overline{u_3' q_v'}) - \frac{\partial (\overline{u_3' e})}{\partial x_3} - \left( \frac{1}{\bar{r}} \right) \frac{\partial (\overline{u_3' p'})}{\partial x_3} - \overline{u_1' u_3'} \frac{\partial \overline{U_1}}{\partial x_3} - e & \quad (4-52) \\ \text{I} \quad \text{III} \quad \text{IV} \quad \text{V} \quad \text{VI} \quad \text{VII} & \end{aligned}$$

Nesta equação os termos do lado direito constituem perdas de energia cinética quando negativos e ganhos de energia quando positivos.

No já citado trabalho de Leclerc *et al.* (1990), são indicados resultados, apresentados na Fig. 4.1, sobre a influência das condições de instabilidade/neutralidade térmica nos diversos

termos desta equação. Segundo esses autores, o termo III de produção por impulsão é mais relevante em condições de instabilidade, sendo então da mesma ordem de grandeza do termo VI, relativo à produção mecânica de energia cinética. Este último termo é de sinal positivo, contrariamente ao correspondente termo II na equação (4-35), relativa ao balanço de momento vertical. O valor positivo do termo VI, resulta da aplicação do sinal negativo ao fluxo vertical de momento  $\overline{u_i' u_b'}$ , o qual é normalmente negativo, pois ocorre em sentido descendente.

Pela Fig. 4.1 pode confirmar-se a importância da componente residual, negativa, do balanço de energia cinética, definida por Leclerc *et al.* (1990) pelo somatório dos termos de transporte por pressão e dissipação viscosa. Deve ser notada a representação do termo de produção de turbulência de esteira, que acontece no interior do coberto e que será adiante referido (eq. 4-64).

Fig. 4.1 – Perfis verticais do balanço adimensional de energia cinética em condições de instabilidade e neutralidade térmicas (O produção mecânica,  $\Delta$  produção por impulsão,  $\nu$  transporte turbulento, -- produção por esteira,  $\bullet$  termo residual) (adap. Leclerc *et al.* (1990))

Em condições de instabilidade e neutralidade térmica, o fluxo de energia cinética turbulenta, dado pela equação (4-52), no coberto florestal, analisado pelos referidos autores, é ascendente na camada de ar acima do copado. Os resultados de Leclerc *et al.* (1990) confirmam a

informação de Wyngaard *et al.* (1971a) de que na camada superficial, em condições de instabilidade térmica, os termos III e IV relativos à produção de turbulência por impulsão, positivo e transporte turbulento, negativo, se cancelam. O sinal negativo do termo IV, de transporte é indicativo, segundo Kaimal *et al.* (1994) de exportação ascendente de energia cinética. A importância do termo não linear V, relativo à redistribuição de energia cinética turbulenta por flutuações de pressão, é salientada por autores como Tennekes *et al.* (1980), Wyngaard *et al.* (1971a) e Garratt (1994). Estes autores defendem que, em escoamento unidimensional, a importância das flutuações de pressão na transferência de energia entre as flutuações  $\overline{u_1'^2}$ , as únicas que dispõem de um termo produtor de energia, e as flutuações  $\overline{u_2'^2}$  e  $\overline{u_3'^2}$ , é maior em situações de instabilidade térmica. Essa transferência não altera a energia total do escoamento.

Em condições de neutralidade térmica, sem ocorrência de produção de energia por efeitos de impulsão e levando em linha de conta, de acordo com Tennekes *et al.* (1980) e Wyngaard *et al.* (1971a) que, em tais condições, os componentes de redistribuição de pressão são de soma nula, podemos considerar, como Kaimal *et al.* (1994), que na equação (4-51) a produção mecânica turbulenta é equilibrada pela dissipação viscosa, e:

$$e = -\overline{u_1' u_3'} \frac{\partial \overline{U_1}}{\partial x_3} \quad (4-53)$$

A partir das equações (3-7) com (3-120) do Capítulo 3 obtemos para o produto  $-\overline{u_1' u_3'}$  a conhecida igualdade, indicada por autores como Kaimal *et al.* (1994):

$$-\overline{u_1' u_3'} = u_*^2 \quad (4-54)$$

Combinando (4-53) e (4-54) com a equação (3-11), resulta então:

$$e = u_*^2 \frac{u_*}{k(z-d)} \quad (4-55)$$

As causas para as flutuações de pressão resultam, para Wyngaard *et al.* (1971a), da presença de fenómenos convectivos em condições de instabilidade. Stull (1991) e Shaw *et al.* (1992) apontam, adicionalmente, causas associadas à ocorrência de vórtices de grandes dimensões.

O critério de Kaimal *et al.* (1994), baseado no número de Richardson de gradiente para caracterizar o carácter mecânico ou impulsivo do escoamento turbulento, foi já discutido na Secção 3.1.3.1.

Em estado estacionário,  $\partial \bar{e} / \partial t = 0$  e a equação (4-52) pode escrever-se de um modo adimensional, por multiplicação dos termos do lado direito da equação por  $k(z-d)/u_*^3$ :

$$\begin{aligned}
 0 = & \underbrace{-\frac{z-d}{L}}_{\text{II}} - \underbrace{\frac{k(z-d)}{u_*^3} \frac{\partial(\overline{u_3' e})}{\partial x_3}}_{\text{III}} - \underbrace{\frac{k(z-d)}{u_*^3} \left( \frac{1}{\bar{n}} \right)}_{\text{IV}} \frac{\partial(\overline{u_3' p'})}{\partial x_3} + \underbrace{\frac{k(z-d)}{u_*} \frac{\partial \bar{U}_1}{\partial x_3}}_{\text{V}} - \\
 & \underbrace{-\frac{k(z-d)e}{u_*^3}}_{\text{VI}}
 \end{aligned} \tag{4-56}$$

ou:

$$0 = \underbrace{-\frac{z-d}{L}}_{\text{II}} - \underbrace{\bar{f}_t}_{\text{III}} - \underbrace{\bar{f}_p}_{\text{IV}} + \underbrace{\bar{f}_M}_{\text{V}} - \underbrace{\bar{f}_e}_{\text{VI}} \tag{4-57}$$

sendo equivalentes os termos das equações (4-56) e (4-57).

Cada um dos termos da equação (4-57) corresponde a conhecidos parâmetros adimensionais, que obedecem à teoria de semelhança dinâmica de Monin-Obukhov, mencionada na Secção 3.3. As correspondentes funções de dependência à estabilidade térmica, não podendo segundo Kaimal *et al.* (1994) ser deduzidas por análise dimensional, foram obtidas por via empírica a partir de dados de campo. Tais funções, no domínio da instabilidade térmica que é o que interessa ao presente trabalho, são indicadas em referências, como p.ex. Kaimal *et al.* (1994), e Wyngaard *et al.* (1971a) sob as formas:

$$\bar{f}_M = (1 + 16|\hat{z}|)^{(-1/4)} \tag{4-58}$$

$$\bar{f}_e = (1 + 0.5 |\hat{i}|^{(2/3)})^{(3/2)} \quad (4-59)$$

$$\bar{f}_r = -\chi \quad (4-60)$$

Como acima referido, considera-se que na camada superficial, em condições de instabilidade térmica, os termos II e III, relativos à produção de turbulência por impulsão e transporte se cancelam. Resultará, assim, que o termo IV, de transporte por pressão, virá dado pela diferença entre os termos V e VI, relativos à produção mecânica e dissipação viscosa, respectivamente.

A figura 4.1, adaptada de Leclerc *et al.* (1990), é representativa da variação vertical das diversas componentes do balanço de energia cinética turbulenta, em coberto florestal, para várias condições de estabilidade térmica.

A equação de conservação de energia cinética do escoamento médio, pode obter-se a partir do produto de  $\bar{U}_i$  com os termos da equação (4-17):

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \cdot 5\bar{U}_i)^2}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial(\rho \cdot 5\bar{U}_i)^2}{\partial x_j} = & \underbrace{-d_{i3} g U_i}_{\text{III}} + \underbrace{f_c \cdot_{ij3} \bar{U}_j U_i}_{\text{IV}} - \underbrace{\frac{\bar{U}_i}{\bar{r}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i}}_{\text{V}} + \underbrace{n \bar{U}_i \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_i^2}}_{\text{VI}} - \\ & \underbrace{\bar{U}_i \frac{\partial(\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j}}_{\text{VII}} \end{aligned} \quad (4-61)$$

Na equação (4-61) o termo I representa o armazenamento da energia cinética; o termo II a advecção da energia cinética do escoamento médio, pelo campo médio de velocidades; o termo III o efeito da aceleração da gravidade; o termo IV quantifica os efeitos da força de Coriolis; o termo V é representativo da produção de energia cinética por efeito da aceleração do escoamento médio pelos gradientes de pressão; o termo VI representa o efeito de dissipação molecular e o termo VII é referido à interacção entre o escoamento médio e as flutuações turbulentas. Este termo pode ser escrito na forma seguinte:

$$-\bar{U}_i \frac{\partial(\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = \bar{u}_i \bar{u}_j \frac{\partial(\bar{U}_i)}{\partial x_j} - \frac{\partial(\bar{u}_i \bar{u}_j \bar{U}_i)}{\partial x_j} \quad (4-62)$$

Substituindo (4-62) em (4-61), virá:

$$\frac{\partial (\rho \overline{5U_i})}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial (\rho \overline{5U_i})}{\partial x_j} = -\rho \overline{gU_i} - \frac{\overline{U_i} \partial \overline{P}}{\partial x_i} + n \overline{U_i} \frac{\partial^2 \overline{U_i}}{\partial x_j^2} + \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial (\overline{U_i})}{\partial x_j} - \frac{\partial (\overline{u'_i u'_j U_i})}{\partial x_j} \quad (4-63)$$

O termo  $\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial (\overline{U_i})}{\partial x_j}$ , relativo à produção mecânica de energia cinética turbulenta por interação tangencial entre o escoamento médio e as flutuações turbulentas, aparece então nas equações (4-51) e (4-63) com sinal contrário, facto este que permite confirmar que as perdas de energia cinética pelo escoamento médio são ganhos do campo turbulento e vice-versa.

Ao balanço de energia cinética turbulenta no interior do copado florestal e na subcamada rugosa, de acordo com autores como Raupach *et al.* (1981) e Raupach *et al.* (1982), devem ser acrescentados termos relativos às interações entre o vento e a vegetação. No interior dos cobertos ocorre então produção de energia cinética turbulenta adicional proveniente do arrasto do coberto, quantificável por uma equação do tipo da (3-26). Esse processo é acompanhado por formação de esteiras turbulentas a jusante dos elementos vegetais. Segundo Raupach *et al.* (1982) a turbulência correspondente à formação de esteiras, na atmosfera do copado, é de ordem de grandeza dupla da turbulência proveniente de interação tangencial com o campo médio de velocidades, relativo a essa camada.

Leclerc *et al.* (1990), e Kaimal *et al.* (1994), com base no trabalho de Coppin *et al.* (1986) consideram que, em termos práticos, a produção de turbulência de esteira,  $P_w$ , se pode quantificar como:

$$P_w = \overline{u} \frac{\partial (\overline{u'w'})}{\partial z} \quad (4-64)$$

A expressão (4-64) permite uma determinação de  $P_w$  no interior do coberto.

Os resultados de Leclerc *et al.* (1990), baseados nessa equação, são indicativos de que, na camada atmosférica do copado, as condições de estabilidade térmica são mais propícias ao desenvolvimento de energia cinética resultante da turbulência de esteiras.

A turbulência provocada pela produção de esteiras é de uma escala máxima de comprimentos bastante mais baixa que a dos vórtices principalmente responsáveis pelo transporte descendente de momento horizontal. Deste modo, segundo Baldocchi *et al.* (1988b), este tipo de turbulência dissipa-se rapidamente em calor e acelera a taxa de dissipação viscosa de energia cinética. Para Raupach *et al.* (1981), o efeito de arrastamento induzido pelo coberto extrai energia quer ao escoamento médio local, quer aos vórtices intermitentes descendentes de grandes dimensões, pelo que o efeito de aceleração da dissipação energética é extensível a esses episódios descontínuos.

Os elementos individuais do copado, especialmente folhas, exercem também um arrastamento viscoso derivado da absorção de quantidade de movimento nas camadas limites laminares e turbulentas desses componentes. Os termos de transporte por pressão e inercial são, para autores como Baldocchi *et al.* (1988b) e Raupach *et al.* (1982), mais relevantes no interior do copado e na subcamada rugosa, do que na subcamada inercial, na medida em que a turbulência de frequência mais baixa, associada ao grosso da transferência de calor e massa e à produção de energia cinética, não sendo produzida localmente, tem de ser transportada a partir de níveis superiores, por transporte por componentes de pressão ou por via inercial.

Os resultados experimentais de Leclerc *et al.* (1990), são indicativos disso mesmo. Na verdade, ao nível da atmosfera do copado, para condições de estabilidade e instabilidade térmica, esses autores registam uma mudança de sinal negativo para positivo do termo de transporte turbulento, em consequência desse transporte passar de ascendente para descendente. O valor absoluto do termo de transporte, ao nível do copado, é também superior.

No cômputo do balanço de energia cinética turbulenta da atmosfera no interior do coberto, também se consideram termos energéticos de transporte dito dispersivo, relativos às flutuações espaciais em torno dos valores médios. Baldocchi *et al.* (1987) referem que os termos dispersivos representam a covariância derivada da correlação espacial entre variáveis que já constituem médias temporais, mas que variam espacialmente.

Autores como Raupach *et al.* (1982) ou Shaw (1985), indicam que a variabilidade espacial da turbulência, no interior do copado e subcamada rugosa, justifica a introdução de um novo

operador de média espacial horizontal,  $\langle \rangle$ , aplicável a grandezas escalares e vectoriais, estendido a um plano suficientemente grande, para se poder considerar representativo. Por exemplo, para a aplicação desse operador à componente de velocidade  $u_p$  resultará:

$$\overline{u_i} = \langle \overline{u_i} \rangle + \overline{u_i''} \quad (4-65)$$

em que o segundo termo do lado direito da equação, representa o desvio espacial da média temporal. A designação de fluxo dispersivo é então dada, pelos referidos autores a um produto do tipo  $\overline{u_1''u_3''}$ , sendo, de acordo com Kaimal *et al.* (1994), considerada da ordem de 1% do fluxo vertical de momento,  $\overline{u_1'u_3'}$ .

A caracterização experimental da turbulência no interior dos cobertos florestais é naturalmente difícil, pois devido à complexidade desse escoamento, é necessário um elevado número de sensores bem como a optimização das metodologias experimentais, por forma a serem minimizados os erros das medidas (Shaw, 1985). Os resultados actualmente disponíveis são principalmente provenientes de modelação numérica e modelação física em túnel de vento.

No presente trabalho, a altura de realização das medidas foi de 18m, superior portanto ao dobro da altura das árvores (8 metros). Pode considerar-se que, segundo diversos critérios indicados na Secção 3.2, tal nível de medições se localiza no interior da subcamada inercial, pelo que na caracterização da turbulência não se consideraram os efeitos da subcamada rugosa.

A intensidade da turbulência  $i_{u_i}$  é definida, por Stull (1991), pela razão entre o desvio padrão das flutuações de velocidade,  $u_i'$ , e o valor médio da velocidade horizontal:

$$i_{u_i} = S_u / \overline{u} \quad (4-66)$$

Como se referiu na Secção 3.3, a hipótese de Taylor, "de congelação turbulenta", é válida sob condições em que  $i_u < 0.5$ .

O parâmetro de intensidade turbulenta está relacionado com a energia cinética, sendo também utilizado para quantificar os níveis das flutuações em torno do escoamento médio. Raupach *et al.* (1981), referem que  $i_u$  aumenta com a densidade do coberto. Shaw *et al.* (1988), no mesmo local de Leclerc *et al.* (1990), referem que a intensidade turbulenta na camada atmosférica acima dos copados florestais, baixa com a diminuição do índice de área foliar e é maior em condições de instabilidade térmica. Para os mesmos autores, a influência das condições de estratificação térmica é, no entanto, superior à influência da variabilidade do índice de área foliar.

Shaw *et al.* (1988), apresentam valores de intensidade turbulenta de 0.2 a 0.45 para povoamentos de folhosas. As intensidades turbulentas são ordenadas do seguinte modo:

$$i_{u3} < i_{u2} < i_{u1} \quad (4-67)$$

#### - 4.3 - Análise espectral

A turbulência na camada limite superficial é composta por um conjunto de vórtices de dimensões diversas, variando entre vários milímetros e centenas de metros, pelo que a análise espectral é uma ferramenta essencial para a avaliação das frequências dominantes do escoamento turbulento.

A análise espectral das flutuações de qualquer grandeza escalar ou vectorial do escoamento turbulento,  $k$ , visa estudar a variação da respectiva função de energia espectral,  $S_k(n)$ , com a frequência absoluta em Hertz, de unidades  $\text{seg}^{-1}$ , a que no presente trabalho se tem atribuído o símbolo  $n$ , de acordo com a nomenclatura de Moore (1986). A frequência pode ser também adimensionalizada sob a forma  $n(z-d)/\bar{u}$ .

A análise espectral é útil para avaliação das escalas de tempo e comprimento do escoamento, da distribuição da energia cinética turbulenta pelo conjunto das frequências e, ainda, como critério de qualidade dos dados recolhidos.

À função de densidade de energia espectral no domínio da frequência corresponde, por transformação de Fourier inversa, a função de autocorrelação,  $ACF(t)$ , no domínio temporal. Uma vez que quaisquer medições realizadas constituem apenas uma amostra temporal de duração finita do fenómeno em estudo esta função  $ACF(t)$  pode estimar-se, segundo Dampier (1995), como:

$$ACF(t) = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n x(j)x(j+t) \quad (4-68)$$

em que  $n$  é o número de amostras.

A esta estimativa deverá então corresponder outra para a energia espectral. Autores como Blanken *et al.* (1998) e Amiro (1990), em análises espectrais em ecossistemas florestais, usam o conhecido método de Welch. Esse método, descrito em referências como DeFatta *et al.* (1988), fundamenta-se basicamente na divisão das séries de dados em blocos, com multiplicação dos respectivos dados por uma função janela. O número de elementos de cada bloco, determina o número de frequências a que será estimada a potência espectral. Procedese então ao cálculo dos quadrados das transformadas discretas de Fourier dos produtos obtidos em cada bloco, obtendo o chamado periodograma modificado.

O energia espectral em cada frequência será então dada pelas médias, relativas à mesma frequência, dos periodogramas de cada bloco.

A função janela destina-se a atenuar as perdas em altas frequências que, em consequência da amostragem finita, são inevitáveis. Kaimal (1991) recomenda a utilização da janela de Hamming,  $w(n)$  de  $M$  termos. Essa função é definida por Lynn *et al.* (1998) como:

$$w(n) = 0.54 + 0.46 (\cos(n\pi/M)) \quad -M \leq n \leq M \quad (4-69)$$

Stull (1991), por seu turno, aconselha ainda a remoção de tendências lineares de baixa frequência, por regressão, ao conjunto de dados da amostra antes da sua sujeição à transformação de Fourier.

A energia total de um determinado sinal temporal,  $x(j)$ , correspondente a um campo de flutuações turbulentas é dada, como se sabe, pela respectiva autocorrelação com defasagem nula,  $ACF(0)$  ou  $(x(j)^2/n)$  por (4-68).

Sendo, contudo,  $x(j)$  um campo de flutuações, resulta que a sua média  $\overline{x(j)}$  é nula, pelo que a respectiva variância  $S_{x(j)}^2$  virá expressa por:

$$S_{x(j)}^2 = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (x(j) - \overline{x(j)})^2 = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (x(j))^2 = ACF(0) \quad (4-70)$$

donde se verifica que a energia total do campo arbitrário de flutuações turbulentas  $x(j)$ , é dado pela respectiva variância,  $\overline{x^2(j)}$ . Considerando a definição do parâmetro de velocidade de fricção em condições de neutralidade térmica, apresentada por Monteith *et al.* (1990):

$$u_*^2 = (\overline{u'^2}) = (\overline{w'^2}) \quad (4-71)$$

pode igualar-se a variância estatística ao integral da densidade de energia espectral,  $S_x(n)$  e considerando estendido a toda a gama de frequências:

$$S_{x(j)}^2 = \int_0^{\infty} S_x(n) dn \approx x_*^2 \quad (4-72)$$

A equação (4-72) constitui uma síntese da energia total do escoamento a partir dos componentes distribuídos por toda a gama de frequências. Este procedimento é evidentemente semelhante ao já utilizado na Secção 3.3 para a análise dos fluxos temporais de massa e energia, em termos de covariâncias no domínio das frequências.

As unidades de densidade de energia espectral são obtidas pela divisão  $x^2/n$ , entre a energia total dada pela variância e a respectiva gama completa de frequências. Com a referida divisão, pretende-se pois obter a contribuição da energia de cada frequência infinitesimal, ou densidade energética, para a variância total.

Como corolário destas considerações, podemos também concluir que ao produto  $nS_x(n)$  corresponderão as unidades da variância de  $x(j)$ . A hipótese de Taylor, de "congelamento" da turbulência permite derivar o conceito de número de onda  $K$ , definido como o número de ondas por unidade de distância ou  $n/\bar{u}$ , com unidades  $m^{-1}$ . Deste modo, as estatísticas turbulentas em termos de espectros e coespectros, expressas em função da frequência, podem ser igualmente expressas em termos do número de onda.

O espectro da densidade de energia turbulenta é composto pelas gamas de armazenamento e produção de energia turbulenta, subgama inercial e gama de dissipação. A gama de armazenamento e produção contém o grupo de vórtices onde ocorre a produção de energia

cinética turbulenta por via de tensões tangenciais e impulsão térmica e o consequente armazenamento. Esta classe de vórtices é a principal responsável pelos fenómenos de transporte turbulento.

As escalas de comprimentos típicas das gamas de produção/armazenamento e dissipação, são respectivamente as escalas de comprimento integral,  $L_u$  e  $L_w$ , definidas pelas equações (4-41) e (4-42), e a microescala de Kolmogorov.

Para Blanken *et al.* (1998) e Green *et al.* (1995), a escala  $L_u$  é da ordem da altura de várias vezes a altura das árvores,  $h$ , portanto de dimensões compreendidas entre uma a várias dezenas de metros. Os mesmos autores referem para a escala  $L_w$  um valor da ordem de  $h$ . A microescala de Kolmogorov,  $h$ , de dimensões da ordem de 1mm na camada de fluxo constante, corresponde à gama de vórtices onde prevalece o processo de dissipação energética, dependente da viscosidade. Na gama espectral de dissipação ocorre uma conversão de energia cinética em energia interna, na forma de calor.

Os vórtices de produção são de maior dimensão ou maior comprimento de onda (menor número de onda) e anisotrópicos. Segundo Blackadar (1997), estes vórtices apresentam a configuração das condições de fronteira e dos processos que originam a sua energia.

Para o mesmo autor, a dependência dos espectros das componentes de velocidade ou das potências espectrais respectivas, relativamente ao parâmetro de estabilidade térmica  $(z-d)L$ , será maior para gamas de números de onda mais baixos. Nessas gamas, o valor máximo da potência espectral diminui com o aumento da estabilidade atmosférica, pois tal estabilidade condiciona o movimento turbulento. Por outro lado, condições de maior estabilidade atmosférica induzem uma deslocação dos picos máximos das curvas espectrais para gamas de maiores frequências, pois as condições de maior estabilidade inibem mais os vórtices de maiores dimensões.

A subgama espectral inercial corresponde ao conjunto de vórtices níveis médios de frequências e características isotrópicas, a que se verifica uma convergência das curvas espectrais correspondentes a distintas situações de estabilidade térmica, numa linha recta com declive de  $-2/3$ . Tal convergência, de acordo com Stull (1991), deriva do facto de que, nesta subgama, ocorre transferência de energia cinética em cascata turbilhonar entre os vórtices de maiores e os de menores dimensões. Esse processo de transferência de energia é independente

de interacções das flutuações turbulentas com o escoamento e a estratificação médios sendo, em condições de estacionaridade, controlado pela taxa de dissipação que ocorre na gama de frequências mais elevadas. A designação inercial deriva do facto de nessa gama intermédia de frequências não ocorrer nem produção nem dissipação de energia cinética.

Outra característica importante relativa às componentes horizontais de velocidade de vento,  $u_1$  e  $u_2$ , nas gamas de baixos comprimentos de onda, indicada em referências como p.ex., Kaimal *et al.* (1972), consiste na separação descontínua das respectivas curvas espectrais, relativas às condições de estabilidade e instabilidade térmica. Essa separação, denominada região excluída, é devida a uma transição brusca de escalas de comprimentos do escoamento quando o parâmetro  $(z-d)/L$  muda de sinal.

Com o início do processo de instabilidade térmica, no dizer dos referidos autores, passam a desenvolver-se fenómenos de actividade convectiva, do tipo plumas térmicas, que levam a considerar que nas gamas de valores negativos de  $(z-d)/L$  e de baixos comprimentos de onda, os fenómenos turbulentos sejam caracterizados por escalas de comprimento da ordem da altura da camada limite planetária,  $z$ , que como se referiu no Capítulo 1, é da ordem de 1000m.

Para as gamas positivas de  $(z-d)/L$  as curvas espectrais das componentes horizontais da velocidade do vento, regulam-se pela escala de comprimentos da altura de realização das medidas.

Lee (1996) utiliza as funções empíricas obtidas de Kaimal *et al.* (1972), correspondentes a medições realizadas superfície plana uniforme e condições de neutralidade térmica, para avaliação das curvas espectrais obtidas em povoamento de resinosas. Para as curvas de densidade espectral relativas às componentes  $u$  e  $w$  da velocidade do vento e à temperatura do ar,  $T$ , adimensionalizadas à variância, as funções referidas são as seguintes:

$$\frac{nS_u(n)}{u_*^2} = \frac{102f_k}{(1+33f_k)^{5/3}} \quad (4-73)$$

$$\frac{nS_w(n)}{u_*^2} = \frac{2.1f_k}{(1+5.3f_k^{5/3})} \quad (4-74)$$

$$\frac{nS_T(n)}{T_*^2} = \frac{53.4 f_k}{(1+24 f_k)^{5/3}} \quad f_k \leq 0.15 \quad (4-75)$$

$$\frac{nS_T(n)}{T_*^2} = \frac{24.4 f_k}{(1+12.5 f_k)^{5/3}} \quad f_k > 0.15 \quad (4-76)$$

sendo  $f_k$  a frequência adimensionalizada sob a forma  $n(z-d)/\bar{u}$ .

Para autores como Stull (1991), as variáveis que na subcamada inercial que influenciam o escoamento são a densidade de potência espectral, a dimensão característica dos vórtices, traduzida em termos de número de onda,  $\kappa$ , e a taxa de transferência de energia,  $\epsilon$ , independente da viscosidade, entre os vórtices maiores e menores .

O número de onda,  $\kappa$ , como acima foi referido, é de dimensões  $[L^{-1}]$ . Pela equação (4-72), o integral da potência espectral de uma dada variável escalar ou vectorial  $x$ , estendido a todas frequências ou números de onda, é igual à variância total,  $\overline{x'^2}$ , das flutuações de  $x$ . As dimensões da densidade de potência espectral, expressa em termos de número de onda, serão pelas considerações acima expendidas e segundo autores como Stull (1991) e Hinze (1959), as de  $\overline{x'^2} / \kappa$ .

A potência espectral duma qualquer componente de velocidade virá pois expressa por  $[L^3 T^2]$ . As dimensões de  $\epsilon$  são, como mostram Tennekes *et al.* (1980) e Hinze (1959), de  $[L^2 T^3]$ . Por considerações de análise dimensional, considerando a componente  $u_i$ , chegamos então, de acordo com Stull (1991), à denominada Lei de Kolmogorov para a subcamada inercial:

$$F_{u_i}(\kappa) = a \kappa^{2/3} \epsilon^{-5/3} \quad (4-77)$$

sendo  $a \kappa$  a constante adimensional de Kolmogorov, que segundo Kaimal *et al.* (1994) é de 0.55.

A potência espectral pode ser expressa em termos de  $\kappa$  ou da frequência,  $n$ , em ciclos/seg. Considerando uma das componentes  $u_i$ :

$$\overline{u_i'^2} = \int_0^\infty S_{u_i}(n) dn = \int_0^\infty F_{u_i}(k) dk \quad (4-78)$$

Kaimal *et al.* (1972), utilizam o número de onda na forma cíclica:

$$k = 2\pi n / \overline{u_i} \quad (4-79)$$

para que os integrais da equação (4-78) possam vir expressos sob a forma:

$$\frac{2\pi}{\overline{u_i}} F_{u_i} \left( \frac{2\pi n}{\overline{u_i}} \right) = S_{u_i}(n) \quad (4-80)$$

ou:

$$k F_{u_i}(k) = n S_{u_i}(n) \quad (4-81)$$

Combinando a adimensionalização de (4-81) a  $\overline{u_i'^2}$  com a equação (4-77), obtém-se:

$$\frac{n S_{u_i}(n)}{\overline{u_i'^2}} = \frac{a_k}{(2\pi k)^{2/3}} \frac{a_z^{(2/3)} z^{(2/3)} k^{(2/3)}}{\overline{u_i'^2}} \left( \frac{zn}{\overline{u_i}} \right)^{(-2/3)} \quad (4-82)$$

Dado que a forma adimensional da dissipação,  $\overline{f_e}$ , é dada pelo termo V da equação (4-56):

$$\overline{f_e} = (kze) / u_*^3 \quad (4-83)$$

e considerando que como a média das flutuações das componentes da velocidade do ar,  $u_p$ , é nula:

$$\overline{u_i'^2} = u_*'^2 = S_{ui}^2 \quad (4-84)$$

resulta que a equação (4-82) virá:

$$\frac{nS_{u_i}(n)}{u_*^2} = \frac{a_k}{(2pk)^{2/3}} f_k^{(2/3)} f_k^{(-2/3)} \quad (4-85)$$

Se  $k$  e  $a_k$  forem substituídos pelos valores de 0.4 e 0.55 a equação (4-85) será escrita:

$$\frac{nS_{u_i}(n)}{u_*^2 f_a^{2/3}} = 0.3 f_k^{(2/3)} \quad (4-86)$$

Esta equação traduz o facto, já referido, de que na subgama inercial, em coordenadas logarítmicas, ocorre uma convergência das curvas espectrais das diversas componentes da velocidade, correspondentes a distintas situações de estabilidade térmica, numa linha recta com declive de  $-2/3$ .

Para o espectro de temperatura na subgama inercial, Kaimal *et al.* (1972) deduzem uma convergência semelhante das curvas espectrais para uma recta de declive de  $-2/3$ .

A equação de partida, equivalente a (4-77), é agora:

$$F_q(k) = b_I \epsilon^{1/3} N k^{-5/3} \quad (4-87)$$

sendo as dimensões de  $F_q(k)$ , pelos considerandos atrás apresentados, expressas por  $[K^2L]$ , em que  $K$  é a temperatura em graus Kelvin.

O parâmetro  $N$  na equação anterior, corresponde à denominada taxa de dissipação da variância da temperatura, considerada igual ao termo da produção da equação de conservação da variância, apresentada em Stull (1991), dado por  $-\overline{w'q'} (\partial \overline{q} / \partial z)$ . O parâmetro  $b_I$  representa uma constante adimensional da ordem de 0.8.

Após desenvolvimento equivalente ao realizado para obter (4-85), a equação final virá:

$$\frac{nS_q(n)}{T_*^2} = \frac{b_I}{(2pk)^{2/3}} f_k^{(-1/3)} f_N f_k^{(-2/3)} \quad (4-88)$$

sendo  $f_N$  o parâmetro representativo da forma adimensional da dissipação para  $\overline{\epsilon}^{1/2}/2$ , dado por:

$$f_N = \frac{kzN}{u_* T_*^2} \quad (4-89)$$

Kaimal *et al.* (1994), consideram que no balanço estacionário de variância vertical de temperatura as taxas de produção e destruição, facto que permite escrever a seguinte igualdade:

$$f_N \gg f_H \quad (4-90)$$

pelo que substituindo os valores das constantes  $k$  e  $b_i$ , a equação (4-88) virá:

$$\frac{nS_\epsilon(n)}{T_*^2 f_H f_\epsilon^{-1/3}} \cong 0.43 f_k^{-2/3} \quad (4-91)$$

O parâmetro adimensional  $f_H$ , representativo de produção da produção de variância de temperatura, pode ser avaliado pela equação (3-50).

A equação (4-91), equivalente a (4-86), traduz o facto de que na subgama inercial, em coordenadas logarítmicas, ocorre uma convergência das curvas espectrais de temperatura, correspondentes a distintas situações de estabilidade térmica, numa linha recta com declive de  $-2/3$ . A pesquisa do declive de  $(-2/3)$  nas curvas espectrais logarítmicas é assim um método expedito para avaliar a existência de uma subgama inercial, típica dos espectros dos componentes de velocidade e temperatura do ar.

Na figura 4.2 são apresentadas curvas espectrais, comparativas de séries de dados acima e no interior do coberto, obtidas em povoamento de folhosas por Blanken *et al.* (1998).

Fig. 4.2 – Potência espectral para a variável  $x$ , sendo  $x$  a componente da velocidade do vento longitudinal ( $u$ ), lateral ( $v$ ) ou vertical ( $w$ ), ou a temperatura sónica do ar ( $T$ ), acima ( $\circ$ ) e no interior do coberto, em séries de meia hora de dados. As rectas correspondem ao declive de  $-2$  (adap. Blanken *et al.* (1998))

## 5 - Procedimento experimental

As medidas dos fluxos turbulentos foram realizadas em torre de observação agronómica, com 16m de altura, instalada no Montado de sobre de Rio Frio, Montijo, local cujas coordenadas são Lon. 9.1W e Lat. 38.8N. O povoamento em causa foi plantado há setenta anos, em terreno plano, apresentando uma densidade média de 65 árv./h com aspecto superficial uniforme.

O esteval, *cistus ladanifer* L., é o principal coberto arbustivo no espaço entre árvores. O povoamento estendia-se até 2 a 3km em todas as direcções, cumprindo pois satisfatoriamente, os critérios de "fetch", discutidos na Secção 3.3. Os solos são predominantemente da classe dos Podzois, não hidromórficos, sem surraipa, com profundidade aproximada de 1.3m.

A caracterização biométrica do povoamento foi realizada em quarenta e quatro árvores por medição da altura, do perímetro dos troncos à altura do peito, diâmetro das copas e avaliação da percentagem de área coberta. Os resultados de tais medições foram de 8m, 1.3m, 4.3m e 42.4%, respectivamente, correspondendo tais dimensões, segundo Natividade (1950), a indivíduos de porte médio. As árvores apresentavam copado vigoroso, traduzindo boas condições vegetacionais, como se pode depreender da Fig. 5.1.



Fig. 5.1 - Montado do Rio Frio

As campanhas de medição de parâmetros microclimáticos ocorreram em condições de céu limpo durante os anos de 1997, 1998 e 1999 nas tardes do conjunto de 16 dias 97/06/04, 97/07/10, 98/05/08, 98/05/15, 98/05/27, 98/06/05, 98/06/17, 98/09/06, 98/10/01, 98/10/22, 99/05/12, 99/06/02, 99/06/16, 99/06/30, 99/07/28 e 99/08/11 (dias julianos 155/97, 191/97,

128/98, 135/98, 147/98, 156/98, 168/98, 259/98, 274/98, 295/98, 132/99, 153/99, 167/99, 181/99, 209/99 e 293/99). A este conjunto de dias corresponderam 109 ficheiros de 30min e taxas de amostragem de 21Hz. As campanhas de aquisição de dados ocorreram em dias quentes e secos, sob condições típicas de stress meteorológico estival. Como se referiu no Prefácio procurou-se, numa óptica de consolidação de princípios teórico-experimentais, garantir uma optimização das condições de operacionalidade do conjunto dos sensores e comparar os padrões de funcionamento físico-ambiental do montado de sobro em questão aos correspondentes padrões gerais dos ecossistemas florestais. Um coberto plano e homogéneo, como o do local de estudo, devido às maiores homogeneidade e representatividade espacial dos resultados envolvendo fenómenos turbulentos permitiu uma simplificação do delineamento experimental, em termos de necessidades de equipamento. Esse coberto foi assim considerado como mais adequado para garantir uma análise de boa qualidade das componentes do balanço energético, em particular da evapotranspiração em paralelo com uma caracterização da dinâmica dos fenómenos turbulentos.

O número de dias de recolha de dados foi compatível com estratégias experimentais indicadas em referências diversas, vulgarmente citadas à época de início do presente trabalho, sobre evapotranspiração em cobertos florestais, correspondentes a situações de equipamento experimental disponível equivalente ao nosso, como Lee *et al.* (1993a, 1993b) (9 dias de dados), Kelliher *et al.* (1990, 1997) (4 e 8 dias de dados), Gash *et al.* (1999) (6 dias de dados), Verma *et al.* (1986) (6 dias de dados), Valente (1999) (6 dias de dados), Nunes (1998) (2 dias de dados), Lindroth (1985) (25 horas de dados) e Pattey *et al.* (1997) (29 dias de dados).

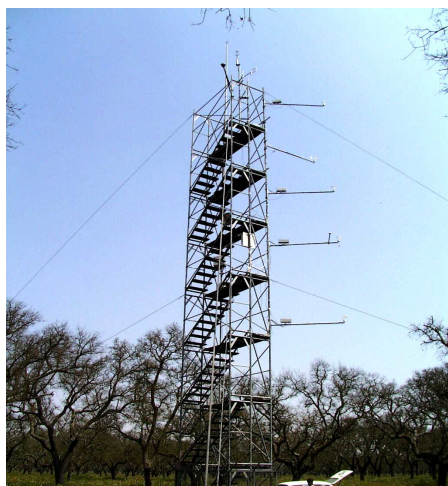


Fig. 5.2 - Torre de observação utilizada nas medições

A medição dos fluxos atmosféricos foi realizada através do método de covariância turbulenta, adequadamente descrito na Secção 3.3, através de um anemómetro sónico tridimensional Solent Research e de um higrómetro Krypton KH20, situados a 18m de altura,(Fig.5.2).

O fornecimento de energia foi garantido por uma bateria de 12V. A não disponibilidade de energia da rede, no local experimental, foi outro factor limitativo do volume de sensores e da intensidade de amostragem de recolha de dados.

Estes sensores ficaram separados de 60cm. O anemómetro sónico foi colocado sobre uma barra vertical de 2m para minimizar os efeitos de distorção do escoamento pela estrutura da torre. O conjunto do anemómetro sónico – higrómetro Krypton e respectivos suportes foi configurado para optimização da respectiva geometria, relativamente ao resto da torre, necessária à redução dos erros de "cross-talk". A largura da Secção rectangular foi orientada na direcção Norte. Como se referiu no Prefácio, questões de segurança determinaram o procedimento da montagem e desmontagem dos equipamentos em cada dia de recolha de dados.

Um parâmetro meteorológico apontado por Valente (1999) é o correspondente ao valor médio anual da evapotranspiração Piche, representativa da evapotranspiração de equilíbrio, na estação meteorológica de Pegões de 1347.2mm. Esse valor pode ser comparado com os fluxos médios de calor latente determinados pelo método de covariância turbulenta.

O sistema operou a uma taxa de amostragem de 21Hz e os fluxos turbulentos foram calculados com base em médias de ficheiros de dados correspondentes a períodos de 30min.

Foram executadas as rotações de coordenadas, de modo a que a componente  $u$  coincidisse com o vector de velocidade média do vento e aplicadas as correcções aos efeitos da velocidade perpendicular ao percurso dos sinais sonoros do anemómetro sónico, e da humidade do ar nos cálculos do fluxo de calor sensível, segundo as equações (3-140) e (3-149). O cálculo do fluxo de calor latente foi também sujeito à correcção, segundo a equação (3-152), associada aos efeitos dos fluxos de calor latente e sensível em flutuações da densidade do ar seco. Como se referiu ao longo da Secção 3.3, foram calculados os valores das funções de transferência associadas a correcções relativas aos diversos processos indicados de filtragem passa-alto e passa-baixo. Desses cálculos resultaram valores de ordem unitária. A Fig. 5.3 é ilustrativa da instrumentação utilizada para aplicação do método de covariância turbulenta.



Fig. 5.3 - Anemómetro sónico e higrómetro Krypton

Nos dias indicados de 1998 e 1999 instalou-se igualmente instrumentação para medição dos valores médios de temperatura, humidades relativa e específica do ar e velocidade e direcção do vento aos níveis de 6, 10, 12 e 16m, do balanço radiativo e radiação solar global incidente a 16m, das temperaturas superficiais dos troncos e do fluxo de calor no solo na base da torre.

Tais dados, como discutido nos capítulos 2 e 3, são necessários para:

- i)** obtenção de gradientes de grandezas escalares e vectoriais para implementação do método aerodinâmico;
- ii)** correcções dos efeitos da humidade do ar e das flutuações da densidade de ar seco, para implementação do método de covariância turbulenta;
- iii)** estimativa de termos do balanço energético relativos aos armazenamentos térmicos nos troncos, copa e camada de ar interior do povoamento, bem como estimação de radiação de grande comprimento de onda para o balanço radiativo;
- iv)** análise da dinâmica das trocas de calor latente no ecossistema.

As medidas de temperatura do ar foram realizadas por recurso a termopares de cobre-constantan de 0.15 e 0.25mm de diâmetro.

Os parâmetros de humidade do ar foram obtidos por recurso a psicrómetros de aspiração, consistindo basicamente num tubo cilíndrico, apresentando um difusor com ventilador numa das extremidades e contendo dois termopares de cobre-constantan, um dos quais está embebido numa gaze húmida mergulhada num copo com água. Os psicrómetros foram revestidos por uma cobertura de papel de alumínio e inseridos numa caixa metálica, por forma a que as trocas radiativas entre o ambiente exterior e os termopares e o aquecimento radiativo do ar em circulação forçada no higrómetro, fossem mínimas. Os diâmetros das junções dos termopares foram os menores possíveis de modo a serem minimizadas as trocas térmicas por radiação.

Considerações de natureza termodinâmica, permitem concluir que a temperatura do termopar embebido na gaze húmida é inferior à do outro termopar, devido ao processo de evaporação na gaze, em condições de não saturação do ar circulante. A partir da sequência de expressões indicadas no anexo A.7, é então possível quantificar o estado de humidade do ar. No entanto, as dificuldades em avaliar correctamente os gradientes de humidade específica, apontadas por autores como Jarvis *et al.* (1976) e Vogt *et al.* (1990), impossibilitaram o cálculo do fluxo de calor latente por esta via.

As temperaturas superficiais da rama, vegetação e troncos, expostos ao Sol e à sombra, foram obtidas a partir de um termómetro de radiação, o qual é um sensor de detecção remota, baseado no registo da radiação infravermelha emitida pelas superfícies consideradas.

A velocidade média e a direcção do vento aos vários níveis, foram medidas por recurso a anemómetros de copos, de marca "Vector Instruments", modelo A110R e cata-vento da mesma marca, modelo W200P. A Fig. 5.4 ilustra a instrumentação utilizada para medição dos valores médios dos parâmetros micrometeorológicos, podendo ser igualmente apreciado o aspecto extenso e homogéneo do coberto.

O balanço radiativo e a radiação global incidente foram medidos a 16m de altura por recurso, respectivamente, a sensores "Campbell Scientific", modelo Q6 e piranómetro "Kipp & Zonen" modelo CM6B. O sensor de balanço radiativo é baseado na medida das temperaturas das superfícies superior e inferior de um plano negro de referência, protegidas do efeito do vento por duas coberturas hemisféricas de polietileno.



Fig. 5.4 - Anemómetro de copos e higrómetro de aspiração

A Fig. 5.5 é representativa de todo o conjunto da instrumentação.



Fig. 5.5 - Conjunto da instrumentação, incluindo o sensor de balanço radiativo, à esquerda

Com base nos dados da radiação solar global incidente, foram estimados valores para o balanço radiativo através da equação (2-2), considerando um albedo da ordem de 20%.

O fluxo de calor no solo foi medido a partir de uma placa de material de condutividade térmica conhecida, semelhante ao solo, sendo as diferenças de temperatura entre as superfícies superior e inferior medidas por termopilha. A referência da placa foi REBS HFT-3.1. As medições foram realizadas na base da torre.

A leitura dos sinais analógicos dos diversos termopares, anemómetros de copos, cata-vento e sensores de radiação foi realizada por ligação ao aparelho de aquisição de dados CR10, de

marca "Campbell Scientific" a que se acrescentou um módulo de extensão da mesma marca, o AM-416 "Relay Multiplexer", para aumento do número de canais. A programação do aparelho de aquisição de dados obedeceu naturalmente às especificações dos diversos sensores, indicadas nos respectivos manuais e inerentes ao seu funcionamento. Os dados foram adquiridos de 30 em 30s, sendo registadas as médias dos valores obtidos nos sucessivos períodos de 30m. O fornecimento de energia ao sistema foi garantido por uma bateria de 12V de corrente contínua, carregada por um painel solar.

Com os dados dos gradientes de temperatura e velocidade do ar a 10m, 12m e 16m pretendeu verificar-se a aplicabilidade ao cálculo do fluxo de calor sensível do método aerodinâmico na forma iterativa, pela metodologia analisada na Secção 3.1.3.2., baseada na aplicação das equações (3-74), (3-75) e (3-76).

Em concreto, pesquisou-se o valor de  $d_{norm}$ , correspondente ao plano de referência de concentração de tensões que, após inversão das equações (3-75) e (3-76), melhor aproximasse os valores dos fluxos obtidos a partir do gradiente de temperaturas do ar, aos correspondentes obtidos por covariância turbulenta.

Os métodos alternativos à covariância turbulenta para cálculo dos fluxos, bem como a estimação dos diversos parâmetros aerodinâmicos associados, foram aplicados a 50 ficheiros. Foram excluídos da análise do balanço energético a partir dos gradientes de velocidade e temperatura os dias em que todos os valores de  $d_{norm}$  ou  $d/h_c$ , foram superiores a 0.96. Por essa razão e/ou por deficiente funcionamento do aparelho de aquisição de dados, não foram considerados, para essa análise, os ficheiros de dados do dia 98/05/08. No ano de 1999, pelos mesmos motivos, apenas se consideraram para estudo do método aerodinâmico iterativo, os ficheiros do dia 99/07/28.

A partir da velocidade de fricção obtida pelo método aerodinâmico realizou-se, por aplicação das expressões (3-29) e (3-97), o cálculo das resistências aerodinâmicas à transferência de momento e vapor de água,  $r_{aM}$  e  $r_{bM}$ , respectivamente.

A equação de Penman-Monteith, (3-87), foi utilizada para obtenção do fluxo de calor latente, utilizando o valor da resistência de coberto,  $r_c$ , obtido por inversão da equação (3-96), a partir do valor de calor latente obtido pelo método de covariância turbulenta, representativa do modelo de "folha gigante" para transferência de calor latente. Uma forma alternativa de cálculo de  $r_c$  foi aplicada por inversão análoga da equação de Penman-Monteith. Para a

formulação da equação de Penman-Monteith, a que atribuímos a designação (*P.M.1*), foi utilizada a resistência aerodinâmica, dada pela equação (3-29). Para a formação da equação de Penman-Monteith, a que atribuímos a designação (*P.M.2*), foi usada a resistência aerodinâmica ao vapor de água dada pela equação (3-97). Subentende-se que, na ausência de qualquer referência, a aplicação da equação de Penman-Monteith segue a modalidade 1.

Para caracterização da interacção entre os factores ambientais e os parâmetros associados à evapotranspiração, procedeu-se ao cálculo das razões entre os valores de fluxo de calor latente e os correspondentes, obtidos pela equação (3-91) da evapotranspiração de equilíbrio, como ainda à determinação do factor de acoplamento pela equação (3-93).

O valor de  $e_s(T(0))$ , pressão de vapor de saturação à temperatura  $T(0)$ , ao nível  $d+z_{OM}$  ao qual a velocidade do ar se anula, necessário ao cálculo de  $r_c$  por esta via, foi obtido a partir do valor  $T(0)$  deduzido pelo procedimento descrito na Secção 3.1.3.2.

Para os cálculos dos termos de armazenamento térmico nas copas e troncos, houve necessidade de recolher os dados biométricos os quais, como se mencionou no Capítulo 2, permitem de acordo com Natividade (1959), Páscoa *et al.* (1986) e Goes (1991), obter informação sobre a produção de cortiça, balanço mássico das copas em termos de fracções lenha e rama e balanço mássico do tronco. Com base nos dados de Páscoa *et al.* (1986), Tomé *et al.* (1999) e Carvalho (1985), podem também inferir-se teores de humidade representativos das componentes da biomassa das copas e dos troncos, necessárias à estimação dos valores das propriedades térmicas dessas componentes. Os valores das temperaturas superficiais, obtidos com o termómetro de radiação foram utilizados para cálculo do termo da amplitude horária do armazenamento térmico das copas necessária à implementação da equação (2-20), relativa à modelação do termo de armazenamento térmico das copas. Procedeu-se também à modelação do fluxo de calor no solo de acordo com a equação (2-19). Os valores da temperatura do ar a 6m, foram utilizados para a estimativa dos termos de armazenamento de calor sensível e latente na atmosfera localizada ao nível do coberto. A sequência de cálculos utilizada para a estimação dos termos de armazenamento foi a descrita no Capítulo 2.

O fluxo de calor do solo do ecossistema florestal está sujeito, de acordo com autores como Lee *et al.* (1993b), a uma grande variabilidade horizontal, decorrente da heterogeneidade espacial da radiação solar que incide na superfície do solo. Considerou-se pois, para o estudo do balanço energético, que o fluxo de calor no solo, medido apenas na base da torre, não era

suficientemente representativo para a caracterização global pelo que, para o estudo do balanço energético, se recorreu apenas aos valores obtidos por modelação.

O controlo de qualidade dos dados das componentes  $u$  e  $w$ , foi realizado pelo teste de estacionaridade, pela análise das características turbulentas, pela verificação das relações de semelhança dinâmica de Monin-Obukhov e pela análise do fecho do balanço energético, de acordo com a metodologia proposta por Aubinet *et al.* (2000), descrita na Secção 3.3. As relações de semelhança dinâmica aplicadas foram as indicadas por Foken *et al.* (1996) e Lee *et al.* (1993a), indicadas na Secção 3.3.

O estudo do fecho do balanço energético foi feito com base nos fluxos de calor sensível e latente, obtidos pelo método de covariância turbulenta, nos balanços radiativo medido e modelado, a partir dos dados de radiação global incidente. O balanço radiativo modelado foi obtido a partir da equação (2-2), considerando-se, como atrás se referiu, um albedo da ordem de 0.2. Para o estudo do fecho utilizaram-se também os termos de armazenamento na biomassa, de calor sensível e latente na camada de ar correspondente à zona de copas e do fluxo de calor no solo modelado.

Foram calculadas as razões, indicadas na Secção 3.3, entre a soma dos fluxos turbulentos e a energia disponível e entre o gasto energético e o balanço radiativo. Foram também obtidas as razões entre o somatório dos fluxos turbulentos de calor sensível e latente com 10% do balanço radiativo medido(modelado) e o balanço radiativo medido(modelado). Neste caso considerou-se pois que o somatório dos termos de armazenamento foi da ordem de 10% do balanço radiativo.

O estudo das características turbulentas, foi feito através do cálculo dos termos da equação (4-57), relativa à adimensionalização do balanço de energia cinética, em cinco ficheiros correspondentes a séries de dados de 13 minutos.

A ausência de medições das componentes instantâneas da velocidade do vento a vários níveis, impossibilitou o estudo experimental das equações do escoamento turbulento, que contém termos em  $\partial/\partial z$ , apresentadas no Capítulo 4.

Para os dias 97/07/10, 98/05/27 e 98/06/05, correspondentes aos 5 ficheiros referidos, procedeu-se ao cálculo do valor absoluto instantâneo medido de energia cinética e das intensidades turbulentas. Para os mesmos dias, procedeu-se ao estudo da intermitência

turbulenta, pela aplicação do método dos quadrantes. Este tipo de análise é semelhante à desenvolvida em cobertos florestais, indicada em referências como Leclerc *et al.* (1990), Lee *et al.* (1993a) e Green *et al.* (1995).

O cálculo da potência espectral das componentes  $u$  e  $w$  da velocidade e da temperatura do ar, para os mesmos 5 ficheiros, foi realizado pelo Programa Matlab, através da implementação do método de Welch. Os cálculos das densidades de energia espectral desses blocos de dados foram efectuados para grupos sucessivos de 1024 valores de frequência. Procedeu-se à aplicação da função janela de Hamming e remoção das tendências lineares aos sucessivos blocos de dados. A estratégia de análise espectral é semelhante à desenvolvida em cobertos florestais, indicada em referências como Blanken *et al.* (1998) e Kruijt *et al.* (2000).

As escalas de tempo e comprimento integrais foram calculadas a partir das funções de autocorrelação não enviesada, com base nas equações (4-39) a (4-42).

Aos ficheiros a que se procedeu à caracterização da dinâmica turbulenta, foi também realizado o estudo da normalidade dos dados. Como se referiu na Secção 4.2.4, os desvios à normalidade das séries de dados são indicativos da presença de fenómenos intermitentes.

Por recurso ao Programa SPSS para aplicação do teste de Kolmogorov-Smirnov, da regra 68-95-99.7 e para cálculo das estatísticas usuais relativas aos parâmetros de localização, dispersão, assimetria e achatamento. Através do Programa Statistica, foram também obtidos os histogramas dos cinco ficheiros de dados, com sobreposição das curvas normais teóricas correspondentes. A regra 68-95-99.7 é, como se sabe, baseada no facto de que 68, 95 e 99.7% de uma população normal,  $x$ , se situam entre  $\bar{x} \pm S$ ,  $\bar{x} \pm 2S$  e  $\bar{x} \pm 3S$ , respectivamente.

A aproximação da amostra recolhida à normalidade, é obtida com base na contagem das percentagens dos valores da amostra, situados naqueles intervalos. Uma ideia dessa aproximação, pode ser também deduzida a partir do cálculo das diferenças, pela ordem indicada, entre os valores dos extremos dos três intervalos referidos, representativos de uma distribuição teórica normal com a média,  $\bar{x}$ , e o desvio padrão da amostra,  $S$ , e os valores dos percentis 84%, 16%, 97.5%, 2.5%, 99.85% e 0.15%, obtidos com os dados da mesma amostra.

## 6 - Resultados e discussão

Os resultados considerados mais relevantes são apresentados sob a forma gráfica e de tabelas nos anexos A1, A2, A3, A4, A5 e A6. No anexo A1 são apresentados gráficos, relativos aos resultados globais dos dias em que se processou o registo de medidas. Os gráficos constantes no anexos A2, são representativos da variação diária, no período da tarde, dos parâmetros aerodinâmicos, fluxos turbulentos e componentes do balanço energético, nos dias em que se processou a medições inerentes ao método aerodinâmico iterativo, em simultâneo de covariância turbulenta. O anexo A3 integra as tabelas dos valores médios diários, de muitos dos parâmetros apresentados, sob a forma gráfica, nos anexos A1 e A2. A apresentação dos resultados em Quadros de valores médios diários é seguida igualmente em referências, relativas a experimentação em cobertos florestais, como Lee *et al.* (1993a, 1993b) e Kelliher *et al.* (1997).

O anexo A4 é composto por tabelas de testes de controlo de qualidade dos fluxos determinados pelo método de covariância turbulenta, quanto a estacionaridade dos dados e similaridade fluxo-variância. No anexo A5 são apresentados os resultados dos cálculos relativos à caracterização da turbulência em 5 séries de 13 min. de dados. No anexo A6 é apresentada a análise estatística dessas séries. No anexo A7 são apresentadas as funções utilizadas para o cálculo das propriedades físicas do ar e da água. No anexo A8 são apresentados os programas Matlab para cálculo da densidade de energia espectral e da função de autocorrelação.

### T- 6.1 - Dados microclimáticos

Os valores médios diários da velocidade do vento, em  $\text{ms}^{-1}$ , relativos às medidas com o anemómetro de copos localizado a 16m de altura, foram compreendidos entre 0.94 a 98/05/08 e 5.47 a 98/05/27, com valor médio de  $2.94 \pm 1.55$ , conforme se pode depreender da Tabela A3.1. A figura 6.1 é representativa da Tabela A3.1. O Gráfico A1.1 apresenta uma visão do conjunto dos valores da velocidade média do vento, adicionado de um conjunto de valores dessa grandeza, amostrado aleatoriamente, variando entre  $0.94\text{ms}^{-1}$  e  $5.74\text{ms}^{-1}$ . O Gráfico A2.1 ilustra um padrão diário ascendente, típico de variação de velocidade do vento em altura.

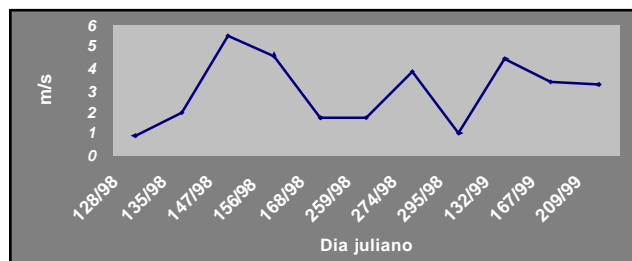


Figura 6.1- Médias diárias dos valores médios de velocidade do vento, (m/s)

Pela Tabela A3.2 os valores médios diários extremos de temperatura do ar, correspondentes à temperatura seca do higrómetro de aspiração instalado a 16m de altura, estão compreendidos entre 18.74°C a 98/05/27 e 34.21°C a 99/06/30, sendo o valor médio diário total de  $26.36 \pm 5.05^\circ\text{C}$ . A figura 6.2 é representativa da Tabela A3.2.

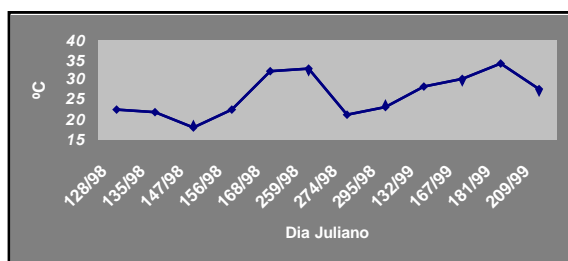


Figura 6.2- Médias diárias dos valores médios da temperatura do ar, (°C)

No Gráfico A1.2 é ilustrado o conjunto dos valores de temperatura do ar, a que se anexa um conjunto de valores amostrados, variando entre 19.12°C e 34.12°C. Os padrões diários de temperatura do ar, predominantemente descendentes, de variação com a altura, em condições de instabilidade térmica, e ascendentes, de variação temporal nos períodos da tarde, são evidenciados por observação dos Gráficos A2.2 e A2.3, respectivamente.

Pode verificar-se a adequação do procedimento, referido na Secção 3.1.3.2, adoptado para a estimativa da temperatura ao nível de  $d+z_{0M}$ . Esse procedimento é baseado no cálculo da intercepção na origem da equação do perfil de temperaturas, utilizado no cálculo do fluxo de calor sensível pelo método aerodinâmico iterativo.

A Tabela A3.3 e o Gráfico A1.3 fornecem informação sobre os valores médios diários do ângulo de direcção do vento, sendo predominante o vento marítimo com o sentido Oeste-Leste, facto que é denotado pelo valor médio total de  $252.75 \pm 46.85^\circ$ .

Pela observação dos Gráficos A1.4, A1.5, A1.6 e A1.7, são claras as tendências de aumento dos valores de velocidade de vento e diminuição de temperatura do ar, em simultâneo com o acréscimo dos valores do referido ângulo. O Gráfico A1.8 mostra também a diminuição dos valores de temperatura do ar, conjugada ao aumento dos valores de velocidade do vento.

A Tabela A3.4 apresenta os valores médios diários das medições do balanço radiativo, oscilando entre  $321\text{Wm}^{-2}$  a 98/05/27 e  $645\text{Wm}^{-2}$  a 99/06/16, com valor médio de  $501.82 \pm 109.23\text{Wm}^{-2}$ . A figura 6.3 é representativa dos valores médios diários constantes na Tabela A3.1. Na Tabela A3.5 são indicados os valores médios diários das medições da radiação solar incidente global, oscilando entre  $476\text{Wm}^{-2}$  a 98/05/27, e  $921\text{Wm}^{-2}$  a 99/06/16, sendo o valor médio do total das médias diárias de  $737.75 \pm 150.62\text{Wm}^{-2}$ . O valor médio diário do dia 99/05/12 de balanço radiativo, de  $535\text{Wm}^{-2}$ , foi obtido por modelação (equação 2-2) a partir da radiação incidente global.

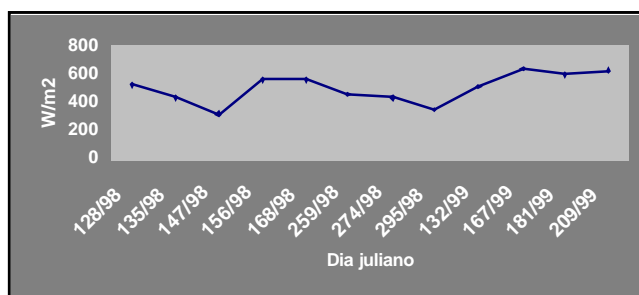


Figura 6.3- Médias diárias dos valores médios do balanço radiativo medido ( $\text{W/m}^2$ )

Ao Gráfico A1.9 são anexados dois conjuntos de amostras de valores das séries temporais de dados medidos de balanço radiativo e radiação solar global incidente, oscilando entre  $402.4$  e  $695.1\text{Wm}^{-2}$  e entre  $589.8$  e  $978\text{Wm}^{-2}$ , respectivamente.

O Gráfico de barras A2.4 permite uma visão global sobre o padrão de variação diária das componentes de radiação a saber, radiação global incidente medida, radiação de grande comprimento de onda estimada, balanço radiativo medido e balanço radiativo estimado. O

aumento dos valores da temperatura do ar com o balanço radiativo medido, é ilustrado no Gráfico A1.10.

A Tabela A3.6 apresenta os valores médios diários da humidade relativa do ar, registados a 16m de altura, oscilando entre 36% a 98/06/17 e 66% a 98/05/27, com média total de  $54.13 \pm 10.49\%$ . Na Tabela A3.7 são indicados os valores médios diários dos valores do défice de pressão de vapor da atmosfera. Pode verificar-se que tais valores oscilam entre 731Pa a 98/05/27 e 3041Pa a 98/06/17, sendo o respectivo valor médio de  $1614.88 \pm 903.79\text{Pa}$ . A figura 6.4, representativa dos dados das Tabelas A3.6 e A3.7 permite visualizar que a acréscimos médios diários de défice de pressão de vapor correspondem decréscimos de humidade relativa.

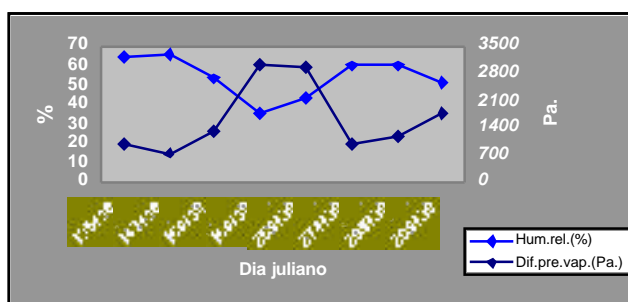


Fig.6.4- Valores médios diários dos valores de défice de pressão de vapor, (Pa), e de humidade relativa do ar

O Gráfico A2.5 apresenta uma panorâmica sobre a variação dos resultados diários da humidade relativa e défice de pressão de vapor, sendo dominante a tendência de diminuição, ao longo do período da tarde, dos valores da humidade relativa, acompanhada de aumento do défice de vapor de água na atmosfera.

Os valores médios diários das velocidades de fricção, obtidos pelo método aerodinâmico iterativo, constando na Tabela A3.8, variam entre  $0.3$  e  $0.71\text{ms}^{-1}$ , a 98/06/17 e 98/05/27, respectivamente, com média de  $0.47 \pm 0.18\text{ms}^{-1}$ . Os correspondentes valores de velocidade de fricção pelo método de covariância turbulenta, citados na Tabela A3.9, oscilam entre  $0.25$  e  $0.85\text{ms}^{-1}$ , a 98/10/22 e 97/07/10 respectivamente, com média de  $0.58 \pm 0.19\text{ms}^{-1}$ . A Tabela A3.10, considerando os dias em que se recorreu aos dois métodos experimentais, indica as diferenças percentuais entre os valores médios das velocidades de fricção, cujo valor médio

total é de  $12.59 \pm 6.13\%$ , suficientemente baixo para atribuir credibilidade ao método aerodinâmico iterativo.

O gráfico A1.11 é representativo da variação da velocidade média do ar com a velocidade de fricção, obtida pelo método de covariância turbulenta, sendo notório o padrão ascendente, o que está de acordo com a equação (3-10).

O estado de instabilidade térmica ligeira ou quase neutralidade pode ser depreendido da observação do Gráfico A1.12 e da Tabela A3.11. Na verdade, não obstante o valor médio diário do parâmetro  $(z-d)/L$  ser de  $-0.33$ , de valor absoluto relativamente elevado, pode observar-se no Gráfico A1.12 uma concentração de pontos entre a gama de 0 e  $-0.05$ .



U- 6.2- Análise dos componentes do balanço energético

Uma visão global sobre os fluxos turbulentos, obtidos pelo método de covariância turbulenta e do balanço radiativo medido, é dada na figura 6.5, equivalente ao Gráfico A1.13. É adicionado a essa figura um conjunto de amostras aleatórias de valores, que apresenta oscilações entre  $177\text{Wm}^{-2}$  e  $455\text{Wm}^{-2}$  para o fluxo de calor sensível, entre  $58.17\text{Wm}^{-2}$  e  $210.6\text{Wm}^{-2}$  para o fluxo de calor latente e de  $364\text{Wm}^{-2}$  a  $703\text{Wm}^{-2}$  para o balanço radiativo medido. Tais valores permitem inferir, desde já, um manifesto predomínio do fluxo de calor sensível no conjunto dos dois fluxos turbulentos.

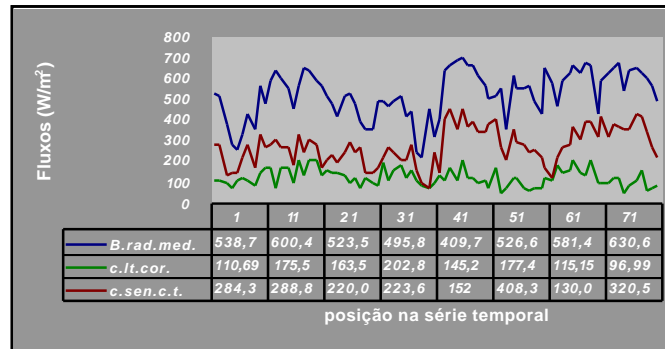


Figura 6.5 - Resultados globais relativos à variação conjunta dos fluxos turbulentos e do balanço radiativo medido, ( $\text{W/m}^2$ )

Os valores positivos dos fluxos ascensionais turbulentos de calor sensível e latente, competindo pela energia disponível são, de acordo com Laubach *et al.* (1998), típicos de condições de instabilidade térmica.

Pela Tabela A3.12, pode verificar-se que os valores mínimo e máximo das médias diárias das razões entre o somatório dos fluxos turbulentos, obtidos pelo método de covariância turbulenta, e o balanço radiativo medido são de 71% e 92% a 98/10/22 e 98/05/27, respectivamente. A média de tais valores é de  $77.36 \pm 5.77\%$ . A figura 6.6 ilustra os valores da Tabela A3.12. Tais resultados são compatíveis com os apresentados em Lee *et al.* (1993b), relativos a medições conduzidas em horas de Sol, em florestas de coníferas em Vancouver Island, Canada, durante nove dias em Julho e Agosto de 1990. Esses autores indicam também uma média diária de 77%, com mínimos e máximos de 65% e 88%. Blanken *et al.* (1997), para um ecossistema florestal de folhosas em Saskatchewan, Canadá, apresentam valores médios, para o somatório de fluxos adimensionalizado, da ordem de 85%.

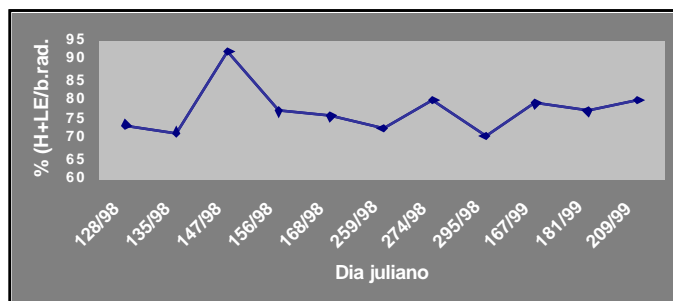


Figura 6.6-Valores médios diários da razão entre o somatório dos fluxos turbulentos e o balanço radiativo medido, (%)

Os valores médios e diários de fluxo turbulento de calor sensível, calculados pelos dois métodos, e respectivas diferenças percentuais são indicados nas Tabelas A3.13, A3.14 e A3.15. Na Tabela A3.13 pode ser verificado que, a partir do método aerodinâmico iterativo, o valor médio do total das médias diárias dos fluxos de calor sensível é de  $247.38 \pm 66.56 \text{Wm}^{-2}$ , com valores fluando entre  $162 \text{Wm}^{-2}$  a  $98/10/22$  e  $387 \text{Wm}^{-2}$  a  $99/07/28$ . Os valores médios diários de fluxo de calor sensível, obtidos pelo método de covariância turbulenta, constando na Tabela A3.14, oscilam entre  $160$  e  $393 \text{Wm}^{-2}$ , relativamente às medições realizadas nos dias  $98/10/22$  e  $99/07/28$ . O respectivo valor médio global é de  $257.13 \pm 66.26 \text{Wm}^{-2}$ . Na figura 6.7 são apresentados os dados da Tabela A3.14, relativos aos valores médios diários do fluxo de calor sensível, obtidos pelo método de covariância turbulenta.

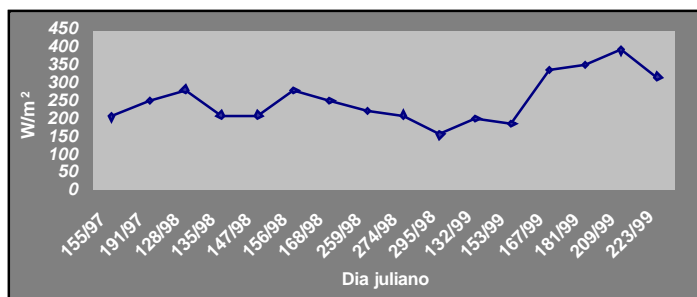


Figura 6.7 - Valores médios do fluxo de calor sensível, ( $\text{W/m}^{-2}$ ), obtidos pelo método de covariância turbulenta

As diferenças percentuais entre os fluxos de calor sensível obtidas pelos dois métodos, indicadas na Tabela A3.15, apresentaram um valor médio total de  $2.67 \pm 3.46\%$ . O Gráfico A2.6 possibilita uma visão comparativa, a nível diário, sobre os resultados dos fluxos de calor sensível, obtidos pelos dois métodos. É notória a concordância dos respectivos valores. Como se referiu no Cap.5, o fluxo de calor sensível obtido a partir do método aerodinâmico

iterativo, foi calculado utilizando os parâmetros  $d_{norm}$  ou  $d/h_c$  e  $z_{0M}$  derivados por inversão das equações (3-75) e (3-76).

Nas figuras 6.8, 6.9 e 6.10, (equivalentes aos gráficos A1.14, A1.15 e A1.16), é apresentada uma comparação entre os valores de velocidades de fricção, dos fluxos turbulentos de calor sensível e calor latente, respectivamente, obtidos pelo método aerodinâmico iterativo em abcissas e os correspondentes valores, obtidos pelo método de covariância turbulenta em ordenadas. Tomando como termo de referência a recta  $x = y$ , pode inferir-se uma razoável aderência entre os valores das três grandezas, obtidas pelos dois métodos.

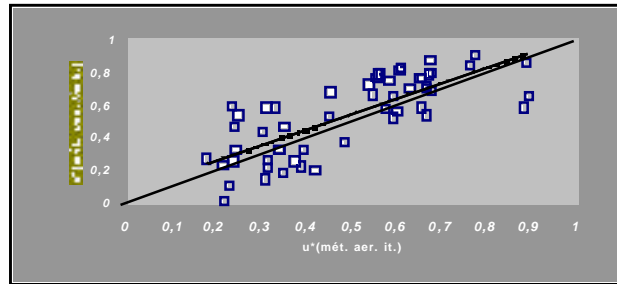


Gráfico 6.8 - Resultados globais sobre as velocidades de fricção, (m/s), obtidas pelos métodos de covariância turbulenta e aerodinâmico iterativo

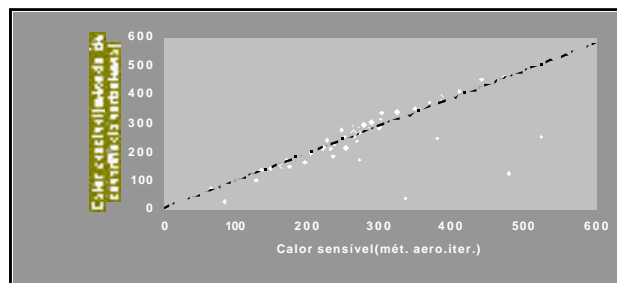


Gráfico 6.9 - Resultados globais sobre os fluxos de calor sensível, ( $W/m^2$ ), obtidos a partir dos métodos iterativo e de covariância turbulenta

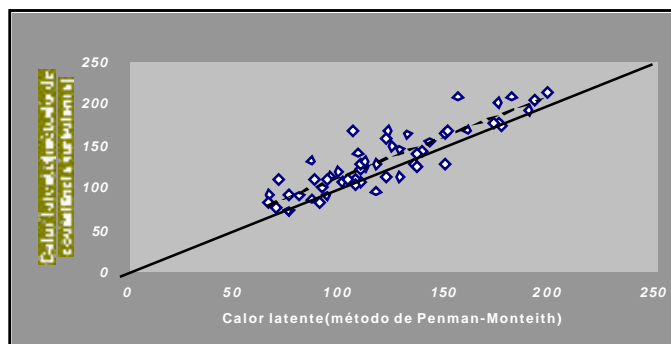


Gráfico 6.10 - Resultados globais sobre os fluxos, ( $W/m^2$ ), de calor latente obtidos pelos métodos de Penman-Monteith e de covariância turbulenta

O Gráfico A1.17 ilustra um padrão de variação ascensional entre os dados globais de fluxo de calor sensível e a velocidade de fricção, obtidos pelo método de covariância turbulenta. Tal padrão é confirmado a partir das Tabelas A3.9 e A3.14.

Na verdade, pode ser verificado na Tabela A3.14, que a fluxos médios diários de calor sensível superiores à média, correspondentes aos dias 98/05/08, 98/06/05, 99/06/16, 99/06/30, 99/07/28 e 99/08/11, estão associados, pela Tabela A3.9, valores médios de velocidade de fricção de 0.63, 0.75, 0.62, 0.5, 0.61 e 0.81m/s, que se podem avaliar face ao valor médio total de 0.58m/s. Neste grupo, totalizando seis dias, apenas o dia 99/06/30 correspondeu a um valor de velocidade média de fricção, de 0.50m/s, inferior à média diária total de 0.58m/s. Para o valor superior à média do fluxo turbulento de calor sensível nesse dia,  $353Wm^{-2}$ , contribuiu certamente o respectivo valor médio diário de balanço radiativo de  $596Wm^{-2}$ , superior à respectiva média de  $501.82Wm^{-2}$ .

Por outro lado, se considerarmos agora o grupo dos restantes dias 97/06/04, 97/07/10, 98/05/15, 98/05/27, 98/06/17, 98/09/16, 98/10/01, 98/10/22, 99/05/12 e 99/06/02, caracterizado por fluxos médios de calor sensível inferiores à média total, verificamos que lhe estão associados valores médios de velocidade de fricção de 0.7, 0.85, 0.42, 0.83, 0.33, 0.36, 0.74, 0.25, 0.55, e 0.39m/s. Ora, deste conjunto de dez valores médios de velocidade de fricção, seis são inferiores à média diária total de  $0.58ms^{-1}$ . Relativamente aos restantes quatro, (97/06/04, 97/07/10, 98/05/27 e 98/10/01), considerando os dias em que se dispõe de dados sobre o balanço radiativo, 98/05/27 e 98/10/01, certamente que os respectivos valores médios de  $321$  e  $439Wm^{-2}$ , mais baixos que a média diária total, contribuíram para os valores

médios de fluxo turbulento de calor sensível de 213 e 211Wm<sup>2</sup>, mais baixos que a média diária total de 257.13Wm<sup>2</sup>.

A figura 6.11 é relativa aos valores médios diários de velocidade de fricção, obtidos pelo método de covariância turbulenta, expressos nas Tabelas A3.9 e A3.14. Na dita figura 6.11, pode confirmar-se a tendência de variação ascensional do fluxo turbulento de calor sensível com a velocidade de fricção, nos termos discutidos.

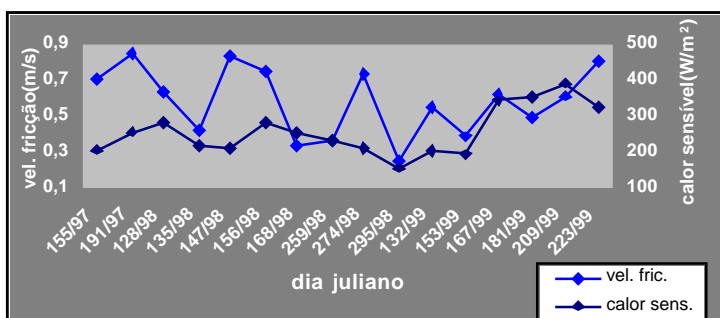


Figura 6.11 -Variação conjunta dos valores médios diários do fluxo de calor sensível, W/m<sup>2</sup>, com os correspondentes de velocidade de fricção, (m/s), ambos obtidos pelo método de covariância turbulenta

Pelos dados das Tabelas A3.4 e A3.14, pode verificar-se que ao grupo dos seis dias com valores médios de fluxo de calor sensível superiores à média, correspondem valores de balanço radiativo superiores à média a 98/05/08, 98/06/05, 99/06/16, 99/06/30, 99/07/28. Ao grupo restante, correspondem valores de balanço radiativo inferiores à média aos dias 98/05/15, 98/05/27, 98/09/16, 98/10/01 e 98/10/22.

Os dias 98/06/17 e 99/05/12 são os únicos que apresentam valores médios diários de balanço radiativo superior à média, acompanhados de fluxos médios de calor sensível inferiores à respectiva média total. Para o dia 98/06/17, de que se dispõe de valor de  $r_{aM}$ , a explicação desse facto residirá no valor médio diário de resistência aerodinâmica de 20.34s/m, pela Tabela A3.36, superior à média de 15.19s/m.

Verifica-se pois uma variação ascendente do fluxo de calor sensível com o balanço radiativo, a qual pode ser confirmada pela análise da figura 6.12 (equivalente ao Gráfico A1.18).

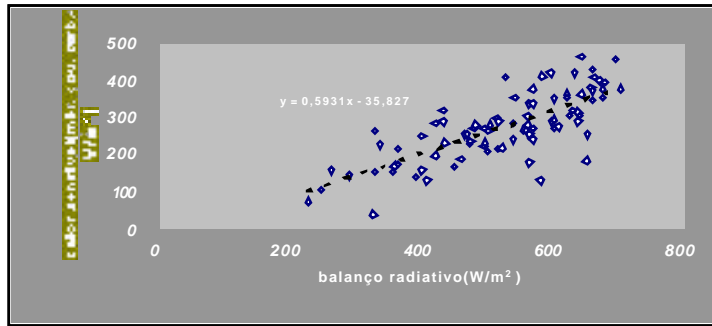


Figura 6.12 - Resultados globais relativos à variação do fluxo turbulento de calor sensível com o balanço radiativo medido, ( $W/m^2$ )

A figura 6.13, obtida a partir das Tabelas A3.4 e A3.14, confirma a significativa relação directa entre os valores médios diários do fluxo de calor sensível e o balanço radiativo. Tal variação é mais notória que a correspondente entre os valores médios diários de fluxo de calor sensível e de velocidade de fricção, indicada na figura 6.11.

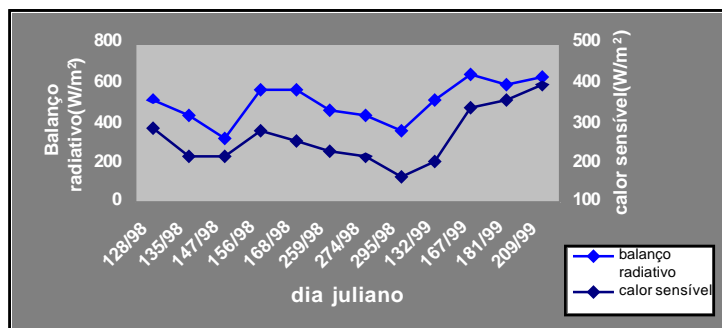


Figura 6.13- Variação conjunta dos valores médios diários dos fluxos de calor sensível, ( $W/m^2$ ), obtidos pelo método de covariância turbulenta com os valores medidos de balanço radiativo

O Gráfico A1.19 apresenta uma visão global sobre a variação conjunta do fluxo de calor sensível, calculado pelo método de covariância turbulenta, com a resistência aerodinâmica, obtida pelo método aerodinâmico iterativo. É nítida, pelo referido Gráfico, alguma sensibilidade do fluxo de calor sensível à resistência aerodinâmica, traduzida por uma tendência linear decrescente.

Pela análise conjunta das Tabelas A3.14 e A3.36, podemos verificar que aos valores de resistência aerodinâmica superiores à média de  $15.19s/m$ , relativos aos dias 98/05/15, 98/06/17, 98/09/16 e 98/10/22, correspondem fluxos de calor sensível inferiores à respectiva

média total de  $257.13\text{W/m}^2$ . Aos valores médios diários de resistência aerodinâmica, inferiores à média, relativos aos dias 98/05/27, 98/06/05, 98/10/01 e 99/07/28, correspondem valores de fluxos de calor sensível de  $213\text{W/m}^2$ ,  $279\text{W/m}^2$ ,  $211\text{W/m}^2$  e  $393\text{W/m}^2$ , alternadamente inferiores e superiores à média. Para os fluxos de calor sensível inferiores à média, correspondentes aos dias 98/05/27 e 98/10/01, certamente contribuirão, como se referiu atrás, os respectivos valores médios diários de balanço radiativo, também inferiores à média. Os dados das Tabelas A3.14 e A3.36, estão postos na forma gráfica na figura 6.14. Pela análise dessa figura pode verificar-se a tendência de variação inversa entre a resistência aerodinâmica e o fluxo de calor sensível.

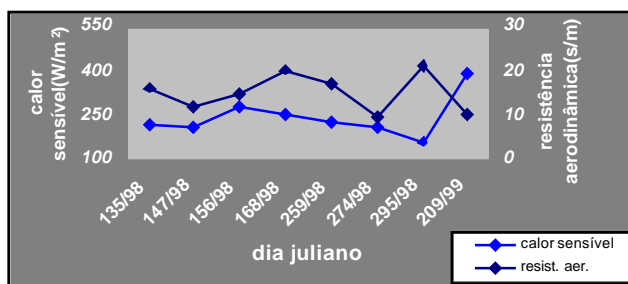


Figura 6.14- Variação conjunta dos valores médios diários dos fluxos de calor sensível, ( $\text{W/m}^2$ ), obtidos pelo método de covariância turbulenta, com os de resistência aerodinâmica, obtidos pelo método aerodinâmico iterativo

Dos três factores que afectarão principalmente o fluxo de calor sensível, podemos pois inferir pelas considerações acima e pelas figuras 6.11 a 6.14 que o balanço radiativo é o que exerce influência mais directa nesse fluxo turbulento, seguindo-se em importância da referida influência a velocidade de fricção e resistência aerodinâmica. Pode também concluir-se sobre a existência de interacção entre esses três factores.

Os valores médios diários de fluxo turbulento de calor latente, calculados pelos métodos de Penman-Monteith, (P.M.), e de covariância turbulenta, e respectivas diferenças percentuais são indicados nas Tabelas A3.16, A3.17 e A3.18. Com se referiu no Cap.5, para os fluxos de calor latente obtidos a partir da equação de Penman-Monteith, foram utilizados os valores da resistência de coberto obtidos por inversão da equação (3-96), a partir dos fluxos de LE obtidos pelo método de covariância turbulenta.

Na Tabela A3.16 verifica-se que os fluxos de calor latente (P.M.), variam entre  $87\text{Wm}^{-2}$  a  $98/10/22$  e  $147\text{Wm}^{-2}$  a  $98/06/17$ , sendo a média do total das médias diárias de  $116.25 \pm 21.96\text{Wm}^{-2}$ . Pela Tabela A3.17, pode constatar-se que os valores médios diários do fluxo de

calor latente, obtidos pelo método de covariância turbulenta, oscilaram entre  $67\text{Wm}^{-2}$  a 99/08/11 e  $189\text{Wm}^{-2}$  a 97/07/10, com média total de  $123.69 \pm 32.91\text{Wm}^{-2}$ .

Este valor de  $123.69\text{Wm}^{-2}$  é compatível com o valor indicado, como média anual de 30 anos de evapotranspiração Piche, representativa da evapotranspiração de equilíbrio na estação meteorológica de Pegões, de 1347.2mm. A base de conversão de  $\text{Wm}^{-2}$  em mm de humidade, é a de que a evaporação de 1mm de água em 12 horas requer  $58.6\text{Wm}^{-2}$ , Oke (1992).

Os valores médios diários dos fluxos turbulentos, obtidos pelo método de covariância turbulenta, são apresentados na figura 6.15. Essa figura foi obtida a partir dos dados da Tabela A3.17, relativos ao fluxo de calor latente e dos dados da Tabela A3.14, relativos aos dados do fluxo de calor sensível.

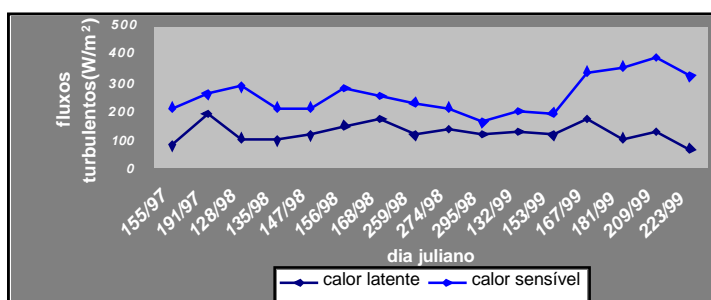


Figura 6.15 - Valores médios diários dos fluxos de calor sensível e la tente, ( $\text{Wm}^{-2}$ ), obtidos pelo método de covariância turbulenta

O valor médio total das diferenças percentuais entre os fluxos de calor latente, obtidos pelos dois métodos, indicadas na Tabela A3.18, foi de  $10.94 \pm 8.53\%$ . O gráfico A2.7 permite uma visão comparativa, a nível diário, sobre os resultados dos fluxos turbulentos de calor latente, obtidos pelos dois métodos, considerando as alternativas I e II, atrás definidas para a equação de Penman-Monteith.

Da Tabela A3.19, pode verificar-se que os valores médios diários da razão entre os resultados do fluxo de calor latente, obtidos por covariância turbulenta, e os correspondentes de evapotranspiração de equilíbrio, variam entre 0.32 a 99/07/28 e 0.6 a 98/10/22, com valor médio total de  $0.44 \pm 0.1$ . O Gráfico A 1.20 apresenta uma visão global do conjunto de valores dessa razão, sendo-lhe adicionada uma amostra de valores do mesmo, variando entre 0.347 e 0.481. O valor médio dessa razão, bem como a sua distribuição mensal, estão de acordo com

os resultados de Baldocchi *et al.* (1997), citados na Secção 3.1.6, para situações de ecossistemas florestais em condições secas. Os dados da Tabela A3.19 são apresentados na figura 6.16.

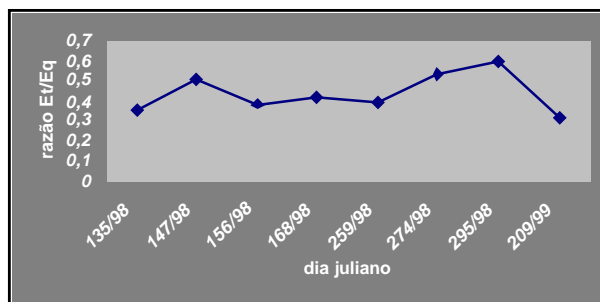


Figura 6.16- Valores médios diários da razão entre o calor latente e a evapotranspiração de equilíbrio

No Gráfico A2.8, relativo à variação diária conjunta da razão entre o calor latente e a evapotranspiração de equilíbrio e do coeficiente de acoplamento, é patente a relação directa entre os dois, discutida na Secção 3.1.6.

Na Tabela A3.20, são apresentados os valores das médias diárias do factor de acoplamento do fluxo de calor latente,  $W$ , verificando-se uma forte concentração de valores entre  $0.18 \pm 0.05$ . Os valores indicados correspondem, segundo autores como Lee *et al.* (1993b), Baldocchi (1994), Monteith *et al.* (1990) ou Blanken *et al.* (1997), aos normais em florestas, indiciando-se um forte acoplamento entre o fluxo de calor latente e o défice de saturação da atmosfera, com significativa dependência à resistência do coberto.

Em cobertos florestais esses valores de  $W$  correspondem, segundo Monteith *et al.* (1990), a condições de razoável provisionamento de água no solo. Tal consideração é compatível com as boas condições vegetacionais e de copado vigoroso do montado em estudo. Considerando o baixo grau de cobertura do povoamento, da ordem dos 43% em área, verificamos que os valores médios de 0.44 para a razão entre o fluxo de calor latente e a evapotranspiração de equilíbrio e de 0.18 para o coeficiente de acoplamento  $W$ , típicos dum ecossistema florestal, são indicativos da função de restrição do coberto vegetal quanto a perdas de água, inerentes a um ecossistema em que o solo está bastante exposto à radiação. Ocorre assim um predomínio da evapotranspiração imposta, regulada, como se referiu, pelo potencial evaporativo da atmosfera e pelas resistências aerodinâmica à difusão de vapor de água e de coberto.

Pela análise das Tabelas A3.20, A3.36 e A3.37, pode verificar-se que o maior valor médio do coeficiente de acoplamento, 0.29, ocorre a 98/10/22, correspondente ao valor médio máximo da resistência aerodinâmica, 21s/m, e a um valor de resistência de coberto de 198s/m, substancialmente inferior à média de 319.25s/m. Do mesmo modo, no dia 99/07/28 foi registado o menor valor médio de coeficiente de acoplamento de 0.12, em correspondência com um baixo valor de resistência aerodinâmica, 10.35s/m, significativamente inferior à média de 15.19s/m e com um valor de resistência de coberto de 337s/m, superior à média. Ao dia 98/09/16, com a maior resistência de coberto de 706s/m, corresponde um factor de acoplamento de 0.14, inferior à média, que não é mais baixo devido ao valor de resistência aerodinâmica moderadamente elevado de 17.49s/m, ligeiramente superior à média total respectiva. A relação inversa entre os valores médios diários da razão entre as resistências de coberto e aerodinâmica, (Tabelas A3.36 e A3.37), e o coeficiente de acoplamento, (Tabela A3.20), pode ser verificada pela análise da figura 6.17.

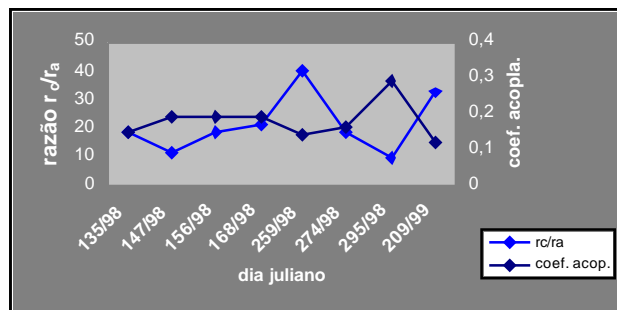


Figura 6.17-Variação conjunta dos valores médios diários do coeficiente de acoplamento com a razão entre as resistências de coberto e aerodinâmica

A importância do equilíbrio entre as resistências aerodinâmica e de coberto, na manifestação dos valores do coeficiente de acoplamento, ressalta, p.ex., do facto de, a 98/10/22, o maior valor médio diário deste coeficiente, estar associado ao igualmente maior valor de resistência aerodinâmica, conjugado com um valor de resistência de coberto relativamente baixo. Porém, o menor valor do coeficiente de acoplamento, ocorrente no dia 99/07/28, não está associado ao dia com valor médio de resistência de coberto mais elevado, que é 98/09/16, pelo motivo de o respectivo valor médio de resistência aerodinâmica ser moderadamente elevado. Para este equilíbrio variável entre as resistências, também contribui a necessidade de permanente

adaptação das árvores e do ecossistema, às condições vigentes de estado hídrico e microclimático.

No Gráfico A1.21 e Tabela A3.21 é apresentado um panorama do conjunto global dos valores da razão de Bowen, calculados a partir dos fluxos de calor sensível e latente obtidos pelo método de covariância turbulenta, verificando-se uma oscilação entre 1.28 a 99/05/12 e 5.63 a 99/08/11, sendo o valor médio diário total do conjunto dos valores de  $2.35 \pm 1.13$ . Um predomínio do fluxo de calor sensível sobre o fluxo de calor latente, para pinhal no Alto Reno, Alemanha, é atribuído por Vogt *et al.* (1990) e Jaeger *et al.* (1997) a condições climáticas de baixa precipitação. Oke (1992), considera os valores da razão de Bowen entre 2 e 6, como típicos de regiões semi-áridas com limitações de água disponível.

Pela Tabela A3.21, verifica-se que os valores médios da razão de Bowen superiores a 3 correspondem aos dias 98/05/08, 99/06/30, 99/07/28 e 99/08/11. Tal facto é devido a maiores níveis de radiação disponível e fluxo de calor sensível, associados a modestos valores de evapotranspiração. Nesses dias ocorrem altos valores médios de calor sensível situados (Tabela A3.14) entre  $286\text{Wm}^{-2}$  a 98/05/08 e  $393\text{Wm}^{-2}$  a 99/07/28, todos superiores à média. Tais fluxos de calor sensível são sustentados, pela leitura da Tabela A3.4, por níveis de balanço radiativo de  $522\text{Wm}^{-2}$  a 98/05/08 e de  $596\text{Wm}^{-2}$  e  $634\text{Wm}^{-2}$  a 99/06/30 e 99/07/28, respectivamente. Relativamente a 99/08/11 não se dispõem de dados de radiação. A figura 6.18 permite uma variação conjunta dos valores médios diários da razão de Bowen (Tabela A3.21) e do fluxo turbulento de calor sensível,  $\text{W/m}^2$ , (Tabela A3.14) considerando a linha horizontal relativa à razão de Bowen igual a 3.

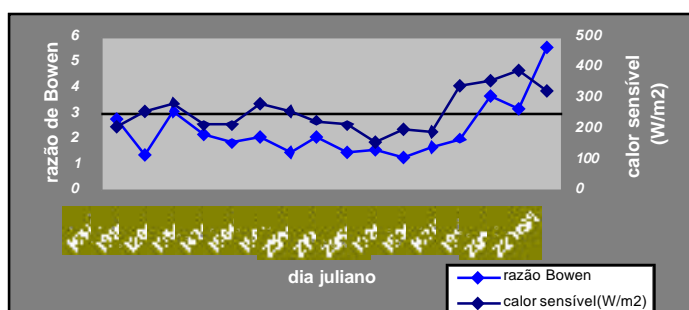


Figura 6.18 - Variação conjunta dos valores médios diários da razão de Bowen, com os valores médios diários do fluxo de calor sensível, obtidos pelo método de covariância turbulenta

Neste conjunto de quatro dias apenas se registou um fluxo de calor latente, (Tabela A3.17), ligeiramente superior à média total diária, de  $129\text{Wm}^{-2}$  a 99/07/28. Ao dia 97/06/04, do qual não se dispõe de dados de radiação, o baixo fluxo médio de calor latente relativo,  $82\text{Wm}^{-2}$ , corresponde a um valor médio modesto de calor sensível de  $209\text{Wm}^{-2}$ , facto determinante para o registo de um valor elevado da razão de Bowen de 2.8, superior à média total de 2.35. O dia 97/06/04 constitui um exemplo de como um valor elevado da razão de Bowen foi conseguido não por um valor alto de calor sensível mas por um valor baixo de calor latente.

O dia 99/06/16 foi o único que, a um fluxo médio de calor sensível superior a  $300\text{Wm}^{-2}$ , sustentado pelo elevado balanço radiativo de  $645\text{Wm}^{-2}$ , correspondeu um valor médio da razão de Bowen de 2.05, inferior à média, por apresentar um elevado fluxo de calor latente de  $170\text{Wm}^{-2}$ . Ao dia 97/07/10, do qual não dispomos de dados de radiação, o mais elevado fluxo médio de calor latente de  $189\text{Wm}^{-2}$  e um fluxo médio de calor sensível de  $255\text{Wm}^{-2}$ , inferior às respectiva média total, correspondem a uma baixa razão de Bowen de 1.39. No dia 98/10/01, uma razão de Bowen baixa, de 1.56, foi devida a valores médios de balanço radiativo e fluxo de calor sensível, de  $439\text{Wm}^{-2}$  e  $211\text{Wm}^{-2}$ , simultaneamente inferiores às respectivas médias totais, acompanhados de um fluxo médio diário de calor latente de  $140\text{Wm}^{-2}$ , superior à respectiva média total de  $123.69\text{Wm}^{-2}$ .

Aos restantes dias em que os fluxos médios de calor latente e de balanço radiativo foram ambos superiores à média, a saber 98/06/05, 98/06/17 e 99/05/12 com valores médios de calor latente de  $147\text{Wm}^{-2}$ ,  $169\text{Wm}^{-2}$  e  $126\text{Wm}^{-2}$  e balanços radiativos médios de  $560\text{Wm}^{-2}$ ,  $558\text{Wm}^{-2}$  e  $535\text{Wm}^{-2}$ , respectivamente, corresponderam valores das razões de Bowen de 2.1, 1.47 e 1.28, inferiores à média de 2.35. Nesses dias, os fluxos de calor sensível de  $279\text{Wm}^{-2}$ , ligeiramente superior à média total de  $257.62\text{Wm}^{-2}$ ,  $254\text{Wm}^{-2}$  e  $202\text{Wm}^{-2}$ , não foram suficientemente elevados para garantir razões de Bowen superiores à média.

Os dias 98/05/15, 98/05/27, 98/09/16 e 98/10/22 corresponderam a situações em que os fluxos de calor latente de  $98\text{Wm}^{-2}$ ,  $113\text{Wm}^{-2}$ ,  $114\text{Wm}^{-2}$  e  $119\text{Wm}^{-2}$  e de balanço radiativo de  $434\text{Wm}^{-2}$ ,  $321\text{Wm}^{-2}$ ,  $459\text{Wm}^{-2}$  e  $352\text{Wm}^{-2}$  respectivamente, foram inferiores às médias respectivas, sendo as respectivas razões de Bowen médias de 2.15, 1.88, 2.08 e 1.57, inferiores à média de 2.35. Os fluxos médios diários de calor sensível, foram nesses dias de  $214\text{Wm}^{-2}$ ,  $213\text{Wm}^{-2}$ ,  $229\text{Wm}^{-2}$  e  $160\text{Wm}^{-2}$ , suficientemente baixos para assegurarem valores de razão de Bowen reduzidos. Ao dia 99/06/02, de que não se dispõe de dados de radiação,

correspondem fluxos de calor latente, sensível e razão de Bowen de 113, 193Wm<sup>-2</sup> e 1.65, respectivamente, inferiores às correspondentes médias diárias globais.

A variação conjunta dos valores médios diários da razão de Bowen (Tabela A3.21) e do fluxo de calor latente obtidos pelo método de covariância turbulenta(Tabela A3.17) está evidenciada na figura 6.19.

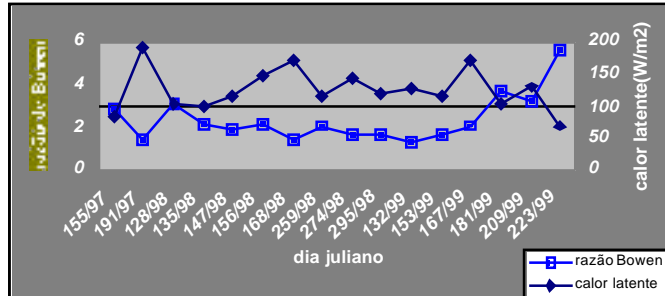


Figura 6.19- Variação conjunta dos valores médios diários da razão de Bowen e do fluxo de calor latente, (W/m<sup>2</sup>), obtidos pelo método de covariância turbulenta

Da análise acima verifica-se que, para gamas de valores inferiores a 3, a valores de razão de Bowen inferiores à média, podem ocorrer situações de médias diárias de balanço radiativo superiores ou inferiores à média. Esta informação pode ser verificada na figura 6.20 e permite depreender uma relação indirecta entre o fluxo de calor latente e balanço radiativo, apontada para cobertos florestais, por autores como Lindroth (1985).

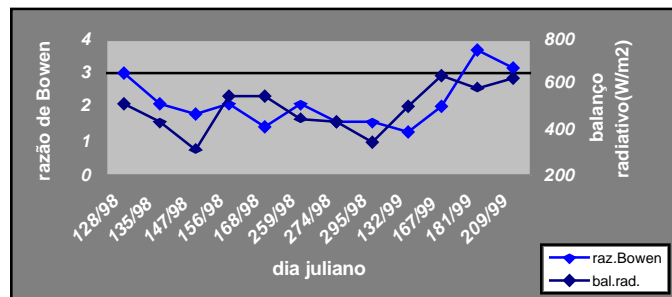


Figura 6.20- Variação conjunta dos valores médios diários da razão de Bowen com o balanço radiativo, (W/m<sup>2</sup>)

No caso concreto do montado de sobreiro em Rio Frio, deve considerar-se que o carácter esparso e relativamente elevado desse coberto, associado, como se pode verificar pelas Tabelas A3.36, A3.37 e figura 6.17, a valores elevados das razões entre os valores médios diários das

resistências de coberto e aerodinâmica, também contribui para os valores de razão de Bowen superiores a 1, o que está de acordo com as considerações de Baldocchi *et al.* (1997), referidas na Secção 3.1.6.

Da Tabela A3.21 podem extrair-se valores variáveis de médias diárias de 2.1 em Maio, 2.3 em Junho, 3.2 em Julho, 5.63 em Agosto, 2.08 em Setembro, 1.6 em Outubro, que se podem comparar ao valor médio total de 2.35.

Tal variação é indicativa das alterações sazonais do estado hídrico da atmosfera e do ecossistema, sendo também suficiente para corroborar os argumentos apresentados em Lindroth (1985). Este autor, com base em resultados de variação da razão de Bowen de ordem de 4 vezes entre 0.5 e 2, obtidos em pinhal em Jädraas, Suécia, aponta uma significativa variabilidade mensal da razão de Bowen nos cobertos florestais, como consequência de variações, simultâneas do balanço radiativo e de parâmetros como a resistência de coberto e o fluxo de calor latente. Esta dinâmica decorre da necessidade, já referida, de permanente controlo e adaptação do arvoredo esparsos aos parâmetros microclimáticos. A mencionada variabilidade mensal confirma a ideia, segundo o mesmo autor, de que em cobertos florestais o fluxo de calor latente na atmosfera é principalmente controlado por factores fisiológicos e humidade do ar, pelo que a relação entre o fluxo de calor latente e o balanço radiativo é predominantemente indirecta. Tal tipo de relação está associado ao regime vigente de evapotranspiração imposta.

Uma apreciação da variação global diária dos vários termos de armazenamento, compreendendo os fluxos de calor no solo, estimado e medido, o armazenamento energético nas copas, o armazenamento energético nos troncos e o armazenamento de calor latente e sensível na camada de ar até 6m de altura, é feita nos Gráficos A2.9 e A2.10.

Na Tabela A3.22 são apresentadas as médias diárias do armazenamento total de energia adimensionalizado ao balanço radiativo, podendo verificar-se que o valor médio total é de  $16.99 \pm 5.39\%$ . Os valores dessa razão oscilam entre 7.59% a 99/07/28 e 28.06% a 98/10/22. O cômputo do armazenamento do solo é feito considerando o fluxo de calor no solo modelado, de acordo com a equação (2-19). A figura 6.21 é representativa dos dados da Tabela A3.22.

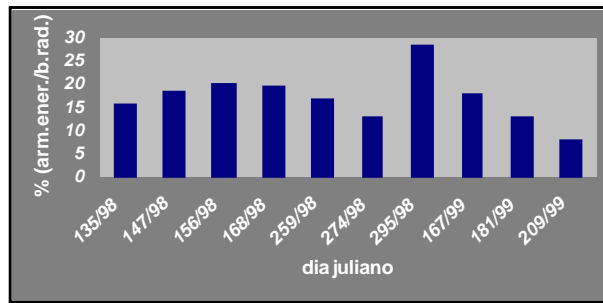


Figura 6.21- Variação dos valores médios diários da razão entre o armazenamento energético e o balanço radiativo medido, (%)

Para a análise destes resultados, deve ser considerado o facto de os mesmos se reportarem ao período da tarde em meses de calor, correspondendo portanto a condições de maior aquecimento. A variabilidade, em termos diários, do armazenamento adimensionalizado é comparável à gama de 4% a 13%, referente ao ciclo diurno total, indicada por Lindroth (1985). Os valores do armazenamento adimensionalizado são compatíveis com os resultados diurnos equivalentes de 14 a 17%, apresentados por Blanken *et al.* (1997).

Os valores absolutos mínimo e máximo das médias diárias dos termos menos significativos, englobando o termo de armazenamento energético nos troncos e as componentes de armazenamento de calor latente e sensível na camada de ar até 6m de altura são, pela Tabela A3.23, de  $0.54\text{Wm}^{-2}$  a 98/06/05 e  $14.07\text{Wm}^{-2}$  a 99/06/30 com valor médio total de  $6.62 \pm 4.76\text{Wm}^{-2}$ .

O valor médio global do armazenamento de calor latente no ar foi de  $2.04 \pm 2.47\text{Wm}^{-2}$ , não apresentando, como se pode depreender do Gráfico A2.10, uma tendência diária bem definida. Tal resultado é compatível com o trabalho de Lamaud *et al.* (2001), em pinhal nas Landes francesas, onde são indicadas variações erráticas de -3 a  $3\text{Wm}^{-2}$ , para os valores do termo de armazenamento de calor latente no ar. A oscilação irregular do armazenamento de calor latente no ar é também indicada por McCaughey *et al.* (1988), em medições realizados em povoamento misto de folhosas no Petawawa National Forestry Institute, Canadá.

O valor médio global do termo de armazenamento no tronco é de  $3.4 \pm 2.97\text{Wm}^{-2}$ . O padrão de variação diária dos resultados desse termo, no Gráfico A2.10, é semelhante ao padrão apresentado pelos resultados de Lamaud *et al.* (2001).

O valor médio global do termo de armazenamento de calor sensível no ar é de  $1.86 \pm 2.72 \text{Wm}^{-2}$ . Pelo Gráfico A2.10, o padrão diário de variação dos valores deste termo pode ser considerado como decrescente ao longo da tarde, aos dias 98/05/15, 98/06/17, 98/09/16, 98/10/01, 98/10/22 e 99/08/27, atingindo-se um valor nulo por volta das 15h00m. Tal situação é compatível com os resultados relativos aos trabalhos referidos de Lamaud *et al.* (2001), McCaughey *et al.* (1988) e Lindroth (1985).

O conjunto dos termos mais significativos engloba as componentes de fluxo de calor no solo e de armazenamento de calor nas copas. Pela Tabela A3.24, os valores de médias diárias, mínimo e máximo para esse conjunto são de  $43.28 \text{Wm}^{-2}$  e  $113.2 \text{Wm}^{-2}$  a 99/07/28 e 98/06/05. O valor médio total respectivo é de  $74.31 \pm 24.93 \text{Wm}^{-2}$ . Tais valores são da ordem de grandeza dos resultados apresentados por Lamaud *et al.* (2001), para o período da tarde. Pela figura 6.22, onde são apresentados os dados das Tabelas A.23 e A.24, pode visualizar-se uma variação conjunta dos valores médios diários dos termos mais e menos significativos do armazenamento energético.

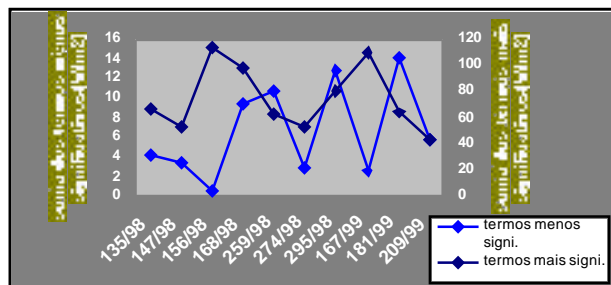


Figura 6.22- Variação conjunta dos somatórios médios diários dos termos de armazenamento mais e menos significativos,  $\text{Wm}^{-2}$

O termo de armazenamento das copas foi estimado a partir da equação (2-20), de acordo com a metodologia descrita nos Capítulos 2 e 4, sendo o respectivo valor médio global de  $41.48 \pm 29.3 \text{Wm}^{-2}$ .

McCaughey *et al.* (1988) e Valente (1999), estabelecem relações lineares entre a temperatura média do ar e o somatório dos termos de armazenamento de calor sensível na camada de ar junto ao solo e de armazenamento na vegetação. Nessa base, podemos reportar-nos ao Gráfico A2.3, relativo à variação temporal, de tendência predominantemente ascendente, dos perfis de temperatura do ar, ao longo da tarde e ao Gráfico A2.9, para prever valores positivos do termo de armazenamento das copas.

Geiger (1990) e Lamaud *et al.* (2001) apresentam igualmente padrões de variação diurna da energia na biomassa com os valores positivos mais significativos, da ordem do termo de armazenamento do solo, entre o meio da manhã e o início de fim de tarde, compatíveis com os resultados aqui apresentados.

De qualquer forma, a metodologia experimental para o estudo do termo de armazenamento energético nas copas deve ser aperfeiçoada, no sentido de melhoria da amostragem, quer em termos da variabilidade da exposição à radiação das superfícies de que se determina a temperatura, quer em termos da realização de medidas de temperatura e propriedades térmicas a várias espessuras dos diferentes tipos de biomassa.

Os valores médios globais dos termos de fluxo de calor no solo medido e modelado, foram de  $106.45 \pm 85 \text{Wm}^{-2}$  e de  $31.24 \pm 24.54 \text{Wm}^{-2}$ . O valor médio da bitola de 10% do balanço radiativo dos termos de fluxo de calor no solo medido e modelado foi de  $50.93 \pm 13 \text{Wm}^{-2}$ .

O Gráfico A2.9 permite verificar que as curvas diárias de fluxo de solo medido, apresentam valores algo exagerados, podendo atingir os  $270 \text{W/m}^{-2}$ , evidenciando-se pois a necessidade de um adequado esquema de amostragem espacial para a medição do fluxo no solo. Tal amostragem deverá, como foi referido no Cap. 4, considerar as incertezas horizontais significativas, decorrentes de variações dos regimes de irradiância no solo florestal.

Os valores do fluxo de calor no solo modelado, parecem ser assim mais adequados à caracterização do balanço energético. Tais valores são compatíveis com os resultados de Ogée *et al.* (2001), obtidos em medições em pinhal nas Landes francesas, e Lamaud *et al.* (2001).



### V- 6.3 - Análise do controlo de qualidade dos fluxos turbulentos e das condições de fecho do balanço energético

Nas Tabelas A3.25 e A3.26 são apresentadas as médias diárias dos termos de fecho do balanço energético, calculado sob condições de balanço radiativo e fluxo de calor no solo modelados e sob condições de balanço radiativo medido e fluxo de calor no solo modelado, respectivamente. As Tabelas A3.27 e A3.28 apresentam os mesmos dados, adimensionalizados, em termos absolutos, ao balanço radiativo medido.

Pode verificar-se que os valores médios diários do fecho do balanço energético, calculado com base no balanço radiativo e fluxo de calor no solo modelados, variam entre  $-49.51\text{Wm}^{-2}$  e  $69.71\text{Wm}^{-2}$  a 98/05/27 e 98/06/17 respectivamente, sendo a média total de  $13.48 \pm 41.15\text{Wm}^{-2}$  (Tabela A3.25). Pela Tabela A3.26 os valores de fecho mínimo e máximo, calculados com o balanço radiativo medido e fluxo de calor no solo modelado, são de  $-31.96\text{Wm}^{-2}$  a 98/05/27 e  $77.24\text{Wm}^{-2}$  a 99/07/28, sendo a média total de  $28.07 \pm 31.27\text{Wm}^{-2}$ . Os resultados das Tabelas A3.25 e A3.26 estão indicados na figura 6.23.

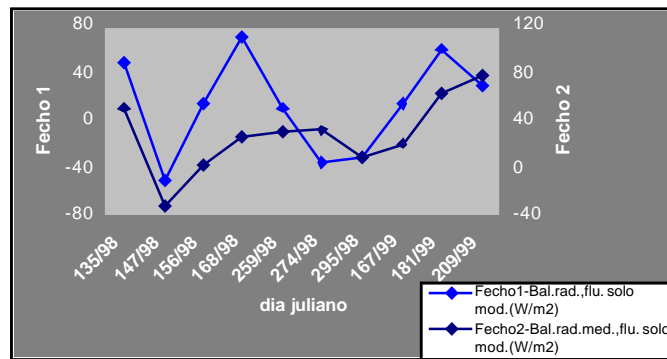


Figura 6.23-Variação dos valores médios diários do fecho do balanço energético, ( $\text{W/m}^2$ ), avaliados a partir de condições de balanço radiativo e fluxo de calor no solo modelados (Fecho1) e de condições de balanço energético medido e fluxo de calor no solo modelado, (Fecho2)

Em termos globais, a média do fecho do balanço energético, calculado com base no balanço radiativo e fluxo de calor do solo modelados, é de  $19.11$  e  $77.93\text{Wm}^{-2}$ . Os correspondentes valores da média e desvio-padrão do fecho, obtido considerando o balanço radiativo medido e fluxo de calor do solo modelado, são de  $33.39$  e  $72.8\text{Wm}^{-2}$ , respectivamente.

Estes valores absolutos dos termos de fecho, estão abaixo da gama indicada em *Anthoni et al.* (2000), de valores absolutos de  $200-250\text{Wm}^{-2}$ , a qual em ecossistemas esparsos sob condições

de Verão com céu limpo, seria devida a grande variabilidade das temperaturas radiativas superficiais, como consequência de heterogeneidade de exposição e responsável, dessa forma, por condições de fecho bastante desfavoráveis.

Em termos adimensionais, verifica-se na Tabela A3.27 que as médias diárias dos valores absolutos das razões percentuais entre os termos do fecho do balanço energético, obtidos sob as condições descritas para os dados da Tabela A3.25, e os valores medidos do balanço radiativo variam entre 2.5% a 99/06/16 e 13.08% a 98/05/27, com média total de  $8.87 \pm 3.95\%$ .

Os valores absolutos mínimo e máximo das médias diárias dos valores absolutos das razões percentuais entre os termos do fecho do balanço energético, obtidos sob as condições descritas para os dados da Tabela A3.26, e os valores medidos de balanço radiativo, são de 3.09% a 98/06/05 e 15.5% a 99/06/30 (Tabela A3.28). A média total respectiva é de  $8.92 \pm 4.92\%$ . Os resultados das Tabelas A3.27 e A3.28 estão representados na figura 6.24.

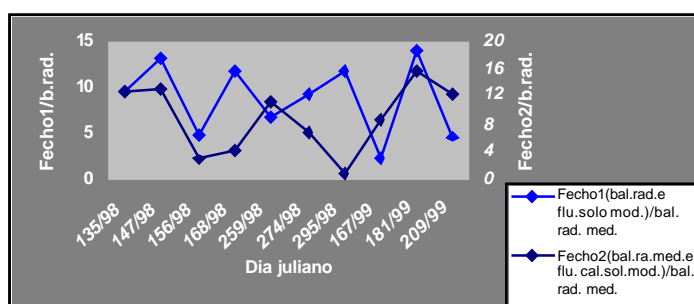


Figura 6.24-Variação conjunta dos valores médios diários das razões entre os Fechos 1 e 2 do balanço energético, de cálculo descrito na legenda e o balanço radiativo medido

Na Tabela A3.29, são indicados os valores médios diários da razão entre os valores do gasto energético, considerando o fluxo de calor no solo modelado e o balanço radiativo modelado, verificando-se que a média do total desse conjunto de valores é de  $1.01 \pm 0.12$ , variando entre o mínimo de 0.89 a 98/06/17 e o máximo de 1.25 a 98/05/27. A Tabela A3.30 indica os valores médios diários da razão entre os valores do gasto energético, considerando o fluxo de calor no solo modelado e o balanço radiativo medido, verificando-se que a média do total desse conjunto de valores é de  $0.95 \pm 0.07$ , variando entre o mínimo de 0.87 a 98/05/15 e o máximo de 1.10 a 98/05/27. Os dados das Tabelas A3.29 e A3.30 são indicados na figura 6.25.

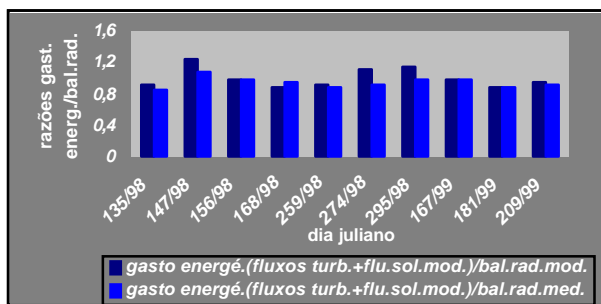


Figura 6.25- Variação dos valores médios diários das razões entre os gastos energéticos, obtidos a partir do somatório dos fluxos turbulentos com o fluxo de calor no solo modelado e os dados de balanço radiativo medido e modelado

Na Tabela A3.31 são apresentados os valores médios diários da razão entre o somatório dos fluxos turbulentos de calor sensível e latente, obtidos pelo método de covariância turbulenta e a energia disponível, calculada com base no balanço radiativo medido e no fluxo de calor no solo modelado. Esses valores oscilam entre 0.85 a 98/05/15 e 1.14 a 98/05/27, com média de  $0.95 \pm 0.09$ . A figura 6.26 relativa aos dados das tabelas A3.30 e A3.31, é ilustrativa da concordância das duas razões normalmente usadas, conforme referido nas Secções 3.3 e 5.2 na caracterização do fecho do balanço.

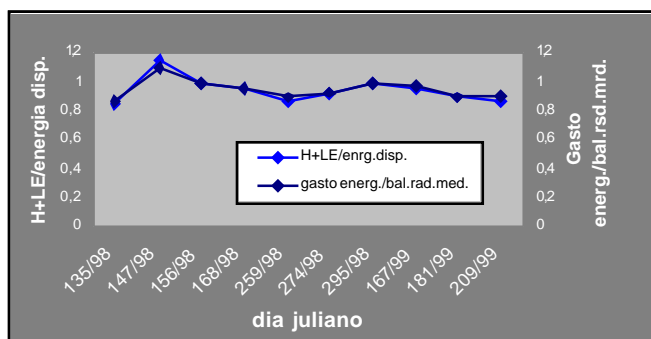


Fig.6.26- Variação conjunta dos valores médios diários das razões entre o somatório dos fluxos turbulentos e a energia disponível, (Tab. A3.31) e entre o gasto energético balanço radiativo medido, (Tab. A3.30)

A figura 6.27, equivalente ao Gráfico A1.22 apresenta também uma visão da oscilação em torno da recta  $x = y$ , do somatório considerado, relativamente à energia disponível, sendo visível a aderência, à referida recta, dos termos experimentais indicados.

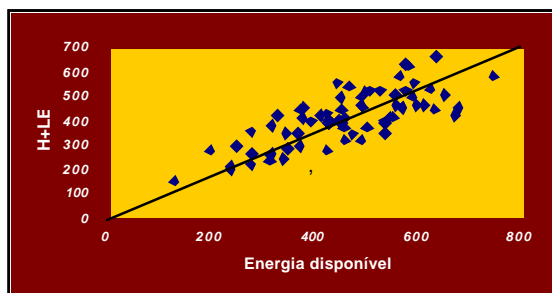


Figura 6.27 - Resultados globais comparativos entre o somatório dos fluxos turbulentos de calor sensível e latente e a energia disponível, ( $W/m^2$ ), calculada com base no balanço radiativo medido e no fluxo do solo modelado

Os valores das razões de fecho são bastante razoáveis, quando comparados com autores como Lee *et al.* (1993b) que referem resultados de 0.83 para a razão entre o somatório dos fluxos turbulentos e a energia disponível, para as condições experimentais já indicadas. Baldocchi *et al.* (1997), para medições realizadas em pinhal em Saskatchewan, Canadá, indicam valores de 92% para o fecho adimensionalizado. Blanken *et al.* (1998), em povoamento de folhosas e para o período diurno, apresentam valores médios da razão entre o somatório dos fluxos turbulentos e a energia disponível da ordem de 0.95, ao nível de 18m acima do nível das copas.

O carácter favorável dos resultados de fecho é enfatizado, de acordo com as considerações de Blanken *et al.* (1998), pela circunstância de os mesmos se reportarem a períodos de tarde e portanto carecerem de contabilização de todas as componentes do balanço energético, ao contrário do que sucederia se fossem referidos a ciclos de 24 horas, circunstância em que os termos de armazenamento oscilantes se cancelariam. Naturalmente que as condições de terreno plano, coberto relativamente homogêneo e boas condições de "fetch", foram adequadas para a obtenção de um nível de fecho do balanço energético satisfatório.

Os valores das razões de fecho médio diário adimensional do balanço energético, sintetizados na Tabela A3.32, são estimados pela razão entre o gasto energético, considerando o somatório dos fluxos turbulentos com 10% do balanço radiativo medido e o balanço radiativo medido, verificando-se que os respectivos valores oscilam entre 0.79 e 1.02 com média de  $0.87 \pm 0.06$ . Arbitra-se pois que o somatório dos termos de armazenamento é da ordem de 10% do balanço radiativo medido.

Na Tabela A3.33, o fecho médio diário adimensional correspondente, considerando agora o termo de armazenamento como igual a 10% do balanço radiativo, modelado com base nos valores de radiação solar incidente global, é de  $0.91 \pm 0.09$ , com oscilações entre 0.81 e 1.08. Na figura 6.28 estão representados os valores das Tabelas A3.32 e A3.33, (exceptuando na Tabela A3.33 o valor de 0.92, correspondente ao dia 99/05/12 para o qual não se dispõem de valores medidos de balanço radiativo).

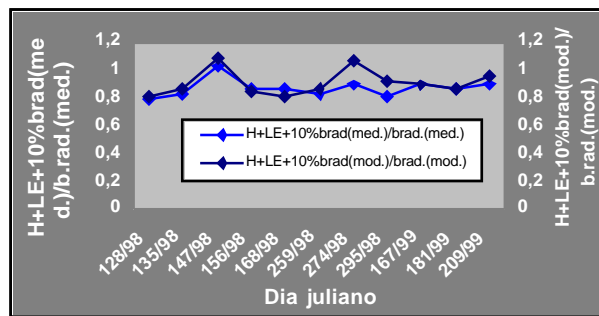


Figura 6.28- Valores médios diários da razão entre o somatório dos fluxos turbulentos com 10% do balanço radiativo medido(modelado) e o balanço radiativo medido(modelado)

Os resultados das razões de fecho obtidos com base no pressuposto de os termos de armazenamento serem da ordem de 10% do balanço radiativo, são mais desfavoráveis que os correspondentes acima indicados, calculados com base em termos de armazenamento, obtidos a partir de dados experimentais. Este facto vem validar a estratégia seguida, quanto à estimativa dos termos de armazenamento, com base em medições no campo e relevar a necessidade de aperfeiçoamento da metodologia das mesmas. A fraca dependência ascendente das razões entre o somatório dos fluxos turbulentos e a energia disponível e entre o gasto energético e o balanço radiativo medido, relativamente à velocidade de fricção, são evidenciados nos Gráficos A1.23 e A1.24, respectivamente. A figura 6.29 estão apresentados os dados das Tabelas A3.30 e A3.31(respectivamente relativos aos valores médios diários da razão entre os valores do gasto energético, considerando o fluxo de calor no solo modelado e o balanço radiativo medido e aos valores médios diários da razão entre o somatório dos fluxos turbulentos de calor sensível e latente, obtidos pelo método de covariância turbulenta e a energia disponível, calculada com base no balanço radiativo medido e no fluxo de calor no solo modelado) em função dos valores da tabela A3.9( relativa aos valores médios diários da velocidade de fricção, obtida pelo método de covariância turbulenta), podendo notar-se a fraca dependência ascendente referida.

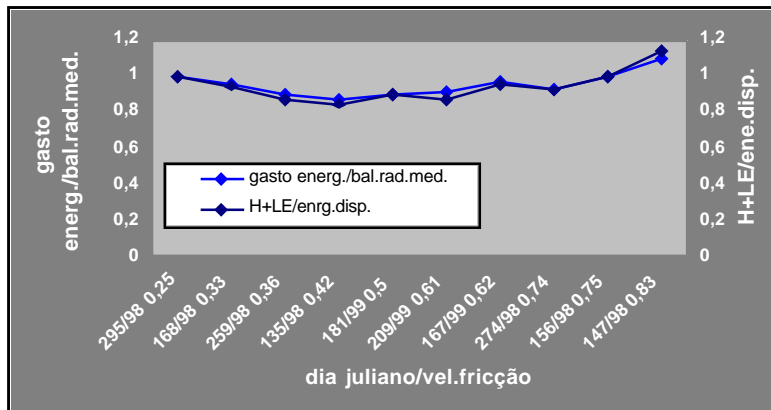


Figura 6.29- Variação conjunta das razões entre o gasto energético e o balanço radiativo medido, (Tabela A3.30) e entre o somatório dos fluxos turbulentos e a energia disponível, (Tab.A3.31), com a velocidade de fricção, (TabelaA3.9)

Pela análise dos Gráficos A1.25 e A1.26, infere-se uma variação análoga para as razões entre os somatórios dos fluxos turbulentos com o termo de 10% do balanço radiativo medido ou isoladamente e o balanço radiativo medido. As condições de instabilidade térmica prevalentes, poderão contribuir, segundo Aubinet *et al.* (2000), para a pouca sensibilidade dos termos de fecho, relativamente à velocidade de fricção.

No anexo IV são apresentados os resultados do teste de estacionaridade dos dados e da avaliação da similaridade fluxo-variância. Tais resultados reportam-se à totalidade dos 109 ficheiros de 30min. de dados, relativos ao conjunto de dezasseis dias de 1997, 1998 e 1999, de aplicação do método de covariância turbulenta.

A aplicação do teste de estacionaridade dos dados revelou que apenas os resultados dos fluxos turbulentos de calor sensível e latente de 3 e 11 ficheiros, respectivamente, podem ser considerados de má qualidade. Os resultados da similaridade fluxo-variância revelaram que apenas 4 e 6 ficheiros, de entre o total de 109, apresentaram resultados de má qualidade, quantos as razões de  $S_w/u_*$  e  $S_l/u_*$ , respectivamente. Pensamos que estes resultados são perfeitamente aceitáveis.

A fracção de 10% de erro relativo aos dados do fluxo de calor latente, é perfeitamente aceitável de acordo com a Campbell Scientific, fabricante do higrómetro Krypton. Acresce que a maioria dos ficheiros correspondentes a má qualidade de dados, quanto ao fluxo turbulento de calor latente, apresentam resultados de boa qualidade quanto às razões de  $S_w/u_*$

e  $S_w/u_*$ , factor indicador da homogeneidade espacial dos escoamentos e propício, de acordo com Blanken *et al.* (1998), quanto a uma aceitação dos resultados. Deve também salientar-se o carácter, já referido na Secção 3.3, de critério inicial do teste de estacionaridade dos dados, segundo Foken *et al.* (1996), quanto à qualidade das medições.

Naturalmente que as boas condições do fecho do balanço energético, o carácter homogéneo, regular e extenso do coberto florestal, de que os bons resultados de similaridade fluxo-variância são consequência, e as condições de instabilidade térmica, favoráveis, como referido na Secção 3.3, à minimização de erros de cross-talk e efeitos passa-baixo, são factores determinantes para a boa qualidade dos dados dos fluxos e parâmetros turbulentos.



W- 6.4 - Análise do comportamento dos parâmetros aerodinâmicos e de resistência do coberto

Nas Tabelas A3.34 e A3.35 sintetizam-se os valores médios diários do plano de referência de concentração de tensões e do comprimento de rugosidade para o momento. Os valores, de  $d_{norm}$ , variam entre 0.66 a 98/05/15 e 0.86 a 98/06/05, sendo a média do total de  $0.78 \pm 0.06$ . Os valores médios diários de  $z_{0M}$  oscilam entre 0.26m, a 98/07/05 e 98/06/17 e 0.83m a 99/07/28, com média do total de  $0.5 \pm 0.2$ m. Os dados das Tabelas A3.34 e A3.35 estão integrados na figura 6.30.

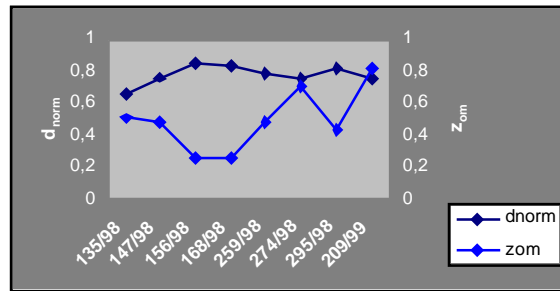


Figura 6.30-Valores médios diários dos parâmetros  $d_{norm}$  e  $z_{0M}$ (m)

Da observação da figura 6.31, equivalente ao Gráfico A1.27, pode verificar-se o panorama global dos parâmetros de  $d_{norm}$  e  $z_{0M}$ . Nesse gráfico estão anexados conjuntos de valores de  $d_{norm}$  integrando valores compreendidos entre 0.6 e 0.98 e de  $z_{0M}$  oscilando entre 0.151 e 1.943m. Pelas figuras 6.30 e 6.31, verifica-se que os valores dos parâmetros considerados variam inversamente, facto que está de acordo com Jarvis *et al.* (1976) e Rauner (1976). Como se referiu na Secção 3.1.4, a explicação apresentada por estes autores é a de que, quando  $d$  se aproxima de  $h$ , o comprimento de rugosidade dependerá apenas da rugosidade ao nível da superfície do topo do coberto.

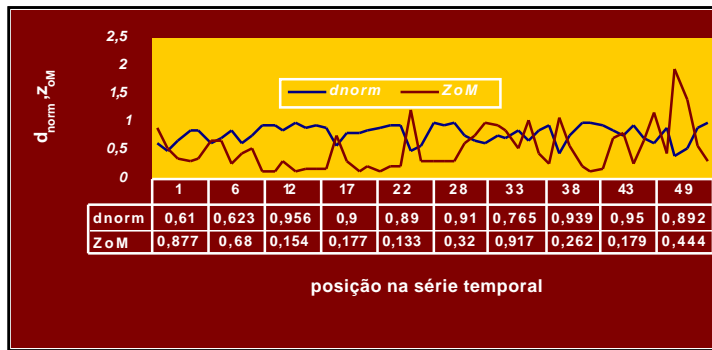


Figura 6.31 - Resultados globais sobre a variação dos parâmetros aerodinâmicos  $d_{norm}$  e  $z_{0M}$

Os valores apresentados de  $d_{norm}$  e  $z_{0M}$  estão dentro das gamas normais indicadas para os cobertos florestais, indicadas em referências como Rauner (1976), Valente (1999) e Brunet (1999).

Verificou-se igualmente que, em termos globais, os valores destes parâmetros não apresentavam significativa dependência à velocidade do vento. As equações representativas da variação de  $d_{norm}$  e  $z_{0M}$  com a velocidade do vento são, respectivamente, as rectas  $0,0018x + 0,7413$  e  $4E-05x + 0,5151$  com declive muito baixo. Tal independência está de acordo com autores como Landsberg *et al.* (1973), citados por Jarvis *et al.* (1976), e Jaeger (1985).

Como se referiu, no Cap. 5, os parâmetros  $d_{norm}$  e  $z_{0M}$  foram obtidos por inversão das equações do método aerodinâmico iterativo, a partir dos valores obtidos para o fluxo de calor sensível, obtidos pelo método de covariância turbulenta.

Aos valores obtidos de  $d_{norm}$  com desvio-padrão total diário baixo da ordem de 0.06, corresponderam, pela Tabela A3.15, baixas diferenças de fluxos de calor sensível de 2.67% entre os dois métodos. Pode concluir-se assim sobre: i) o potencial, que deve ser explorado, dos métodos fluxo-gradiente para estimativa do fluxo turbulento de calor sensível e/ou parâmetros aerodinâmicos relevantes e ii) o nível adequado da altura das medidas realizadas, obedecendo a alguns critérios referidos na Secção 3.2, que possibilitou evitar o emprego da parametrização dos efeitos da subcamada rugosa. Neste contexto, Vogt *et al.* (1990), também utilizaram o método aerodinâmico iterativo para estimativa do fluxo de calor sensível em floresta de pinho no Alto Reno, Alemanha.

Pela Tabela A3.36, os valores médios diários de resistência aerodinâmica variam entre 9.54s/m e 21s/m a 98/10/01 e 98/10/22, respectivamente, com média total de  $15.19 \pm 4.36$ s/m. Os valores globais respectivos da média e desvio-padrão são de 14.71 e 6.37s/m, respectivamente.

O Gráfico A1.28 apresenta a totalidade dos dados da velocidade do vento e resistência aerodinâmica sendo patente a relação inversa entre ambos, que está de acordo com as considerações atrás estabelecidas na discussão da equação (3-29). No Gráfico A2.11 é apresentada uma visão global sobre a variação temporal, confirmando a tendência global dos resultados, nos períodos de tarde, das resistências aerodinâmicas à transferência de momento e vapor de água e da velocidade do vento. É patente o andamento paralelo das curvas relativas aos dois parâmetros de resistência aerodinâmica. A figura 6.32 obtida a partir dos dados das Tabelas A3.9 e A3.36, ilustra claramente a variação inversa dos valores médios diários de velocidade de fricção (obtida pelo método de covariância turbulenta) e de resistência aerodinâmica (obtida pelo método de aerodinâmico iterativo).

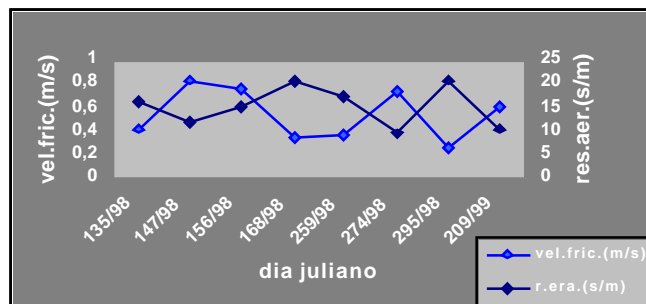


Figura 6.32 - Variação conjunta dos valores médios diários da velocidade de fricção (m/s) e da resistência aerodinâmica (m/s)

Os valores de resistência aerodinâmica são compatíveis com os apresentados por Shuttleworth *et al.* (1984), da ordem de 18s/m, para floresta amazônica, à velocidade do vento de 3m/s. Os valores apresentados por Verma *et al.* (1986), em coberto florestal misto de folhosas, à mesma velocidade do vento, situam-se na gama de 15 a 22s/m. Lee *et al.* (1993b), para povoamento de coníferas, indicam valores médios de 19.5s/m para velocidades médias de vento de 2.2m/s, portanto um pouco mais baixas que as relativas a este trabalho. Kaimal *et al.* (1994), indicam valores de resistência aerodinâmica de 20s/m em cobertos florestais sem carências de água no solo.

Os valores médios diários do parâmetro  $r_c$ , obtido por inversão da equação de Penman-Monteith, pela Tabela A3.37, estão compreendidos entre 133 e 706s/m, a 98/05/27 e 98/09/16 respectivamente, com média total de  $319.25 \pm 183.49$ s/m. Em termos globais, as correspondentes média e desvio-padrão são 312.6 e 197.43s/m. Estes valores são compatíveis com os já citados na Secção 3.1.6. Verma *et al.* (1986), p.ex., indicam resultados para povoamentos mistos de folhosas na gama entre 100 e 400s/m. A figura 6.33, obtida a partir dos dados das Tabelas A3.36 e A3.37, apresenta a variação dos valores médios diários dos dois parâmetros de resistência.

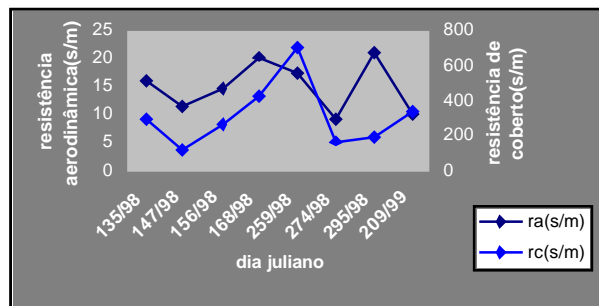


Figura 6.33-Valores médios diários dos parâmetros  $r_a$  e  $r_c$  (s/m)

O reduzido volume de copado, correspondente ao carácter esparso do montado, contribuirá para a ocorrência dos valores médios mais elevados de resistência de coberto. Uma apreciação global comparativa entre os valores das resistências de coberto, obtidas por inversão da equação de Penman-Monteith e da equação de folha alargada, é efectuada no Gráfico A1.29, sendo evidente a quase sobreposição das duas curvas.

A figura 6.34, equivalente ao Gráfico A1.30, traduz um efeito global relativamente acentuado de acréscimo da resistência de coberto, obtida por inversão da equação de Penman-Monteith, em consequência de aumento do défice de pressão de vapor.

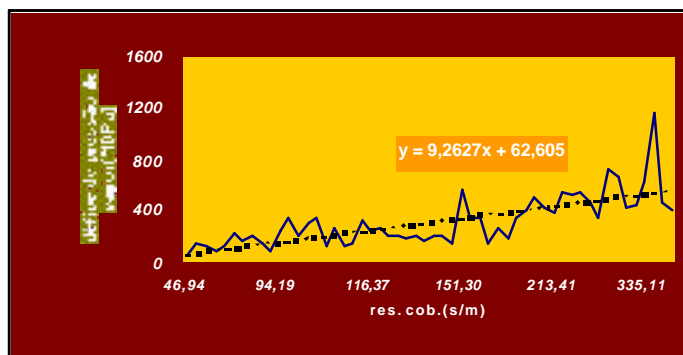


Figura 6.34- Resultados globais relativos à variação do parâmetro resistência de coberto (s/m), com o déficit de pressão de vapor, (\*10Pa)

Tal facto é corroborado a partir da observação das Tabelas, já citadas, A3.7 e A3.37. Nessas Tabelas pode ser verificado que aos dias 98/06/17, 98/09/16 e 99/07/28, com maiores valores médios diários de déficit de pressão de vapor de 3041Pa, 2939Pa e 1787Pa da atmosfera, superiores à média, de  $1614.88 \pm 903.97\text{Pa}$ , correspondem os maiores valores médios diários de resistência de coberto 431s/m, 706s/m e 337s/m, também superiores à respectiva média total. Pelo contrário, o dia 98/05/27, em que o valor médio de déficit de pressão de vapor da atmosfera é menor, 731Pa, é o que também corresponde o menor valor médio diário de resistência de coberto, 133s/m.

Aos dias 98/05/15, 98/06/05, 98/10/01 e 98/10/22, correspondem valores inferiores à média de déficit de pressão de vapor e de resistência de coberto.

O efeito do balanço radiativo não é tão notório, como se pode verificar pela observação das Tabelas A3.4 e A3.37. Na verdade, aos dias mencionados de maiores valores médios diários de resistência de coberto, 98/09/16, 98/06/17 e 99/07/28, correspondem valores de balanço radiativo medidos, respectivamente de  $459\text{Wm}^{-2}$ , inferior à média de  $501.82\text{Wm}^{-2}$ ,  $558\text{Wm}^{-2}$  e  $634\text{Wm}^{-2}$ , superiores a esse valor médio.

Em particular, é de salientar que a diferença de valores médios de resistência de coberto entre 98/06/17 e 98/09/16, respectivamente, 431s/m e 706s/m, verificada, se deverá ao maior valor médio de balanço radiativo de 98/06/17,  $558\text{Wm}^{-2}$ , portanto indutor de maior abertura estomática, se comparado com o correspondente de 98/09/16,  $459\text{Wm}^{-2}$ , considerando que os respectivos valores médios de déficit de pressão de vapor 3041Pa e 2939Pa, são praticamente iguais.

O maior valor médio de balanço radiativo, de  $634\text{Wm}^{-2}$ , correspondente ao dia 99/07/28, também contribuirá para o respectivo valor médio de resistência de coberto, 337s/m, que é o menor do grupo, não obstante o facto de o valor médio do défice de pressão de vapor ser agora de 1787Pa, significativamente mais baixo. Considerando portanto o grupo de três dias com valores de resistência de coberto superiores à média, verifica-se, por um lado que o balanço radiativo é superior à média em dois deles e que, por outro, esse balanço é algo moderador do efeito potencial de encerramento estomático, induzido por défices de pressão de vapor elevados.

Os valores médios mais baixos da resistência de coberto, 133s/m, 173s/m e 198s/m respeitantes aos dias 98/05/27, 98/10/01 e 98/10/22, correspondem valores de balanço radiativo relativamente baixos de  $320\text{Wm}^{-2}$ ,  $439\text{Wm}^{-2}$  e  $352\text{Wm}^{-2}$ , relativamente à média indicada, os quais, pela mesma ordem de ideias, induziriam um maior fecho dos estomas, contrariamente ao verificado. A esses dias correspondem valores relativamente baixos de défice de pressão de vapor (731Pa, 1001Pa e 1180Pa), os quais induzirão os fracos valores de resistência de coberto apontados.

Para um valor de resistência de coberto de 271s/m, inferior à média total respectiva, a 98/06/05, contribuíram um valor médio de balanço radiativo, de  $560\text{Wm}^{-2}$ , e simultaneamente um valor de défice de pressão de vapor de 1299Pa, respectivamente superior e inferior às médias correspondentes. O dia 98/05/15 apresenta um valor médio de resistência de coberto, 305s/m, próximo da média de 319.25s/m, em simultâneo com valores de balanço radiativo e de défice de pressão de vapor, respectivamente de  $434\text{Wm}^{-2}$  e 941Pa, relativamente modestos. A figura 6.35, obtida a partir dos dados das Tabelas A3.4, A3.7 e A3.37, é ilustrativa das considerações expressas sobre a variação da resistência de coberto com o balanço radiativo e com o défice de pressão de vapor. Pode verificar-se a configuração mais ou menos paralela entre as curvas do défice de pressão de vapor e da resistência de coberto, em simultâneo com algum desfasamento entre as curvas de balanço radiativo e de resistência de coberto.

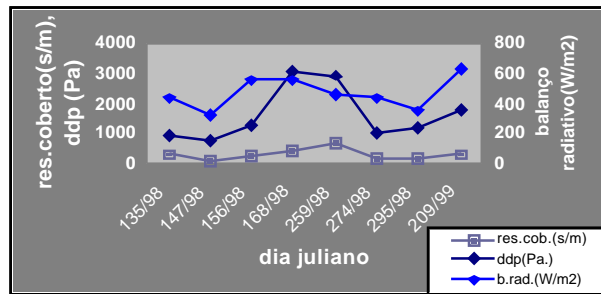


Figura 6.35- Variação da resistência de coberto, (s/m), com o balanço radiativo,  $W/m^2$ , e o déficit de pressão de vapor, (ddp), Pa

Em termos gerais, pode pois depreender-se um predomínio da influência do déficit de pressão de vapor na resistência de coberto. Na gama de maiores valores de resistência de coberto, o balanço radiativo, exercerá alguma interacção moderadora ao aumento de resistência estomática, induzido pelos valores médios diários de déficit de pressão de vapor, superiores à média. A maior dependência da resistência de coberto ao déficit de pressão de vapor é simultânea ao regime vigente de evapotranspiração imposta e de acoplamento entre o fluxo de calor latente e o déficit de saturação da atmosfera, atrás mencionado na Secção 6.2.

O Gráfico A2.12, evidencia as variações diárias de tendência ascendente, no período da tarde, da resistência de coberto. A tendência de acréscimo dos valores de resistência de coberto, durante o período da tarde está de acordo com o que se discutiu na Secção 3.3, sobre a matéria. Verma *et al.* (1986), p.ex., reportam igualmente, para povoamento misto de folhosas, tendências de acréscimo de  $r_c$  ao longo do período da tarde. Os mesmos autores, citam referências bibliográficas que apontam para o mesmo padrão de variação diária da resistência de coberto em cobertos florestais. Da análise global desse gráfico, pode verificar-se a tendência de acréscimo da resistência de coberto, simultânea ao aumento do déficit de pressão de vapor durante a tarde. Tal facto é verificado, principalmente aos dias 98/05/15, 98/06/17 e 98/09/16. Pode verificar-se igualmente pelo Gráfico A2.12, a subordinação dos efeitos do balanço radiativo, traduzida por aumentos simultâneos de  $R_n$  e  $r_c$  ao início das tardes dos dias 98/05/27, 98/06/05, 98/10/01, 98/10/22 e 99/07/28.

Neste contexto, a tendência ligeiramente ascendente e fortemente oscilante da influência do balanço radiativo nos valores de resistência de coberto, expressa na figura 6.36 equivalente ao Gráfico A1.31, será consequência dos efeitos decorrentes de acréscimos simultâneos de factores como o déficit de pressão de vapor da atmosfera ou os valores das temperaturas

foliares. Tais factores indiciam um encerramento parcial dos estomas, contrariando o efeito inverso consequente ao acréscimo de radiação disponível.

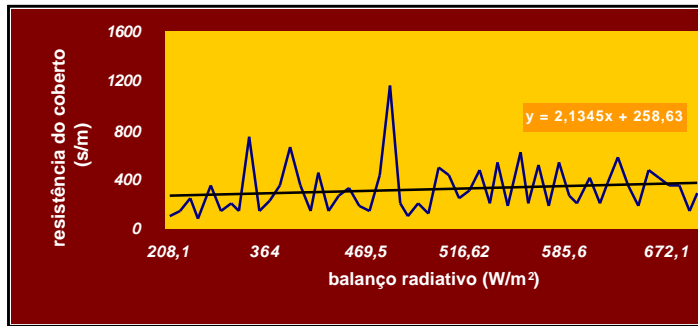


Figura 6.36 - Resultados globais relativos à variação do parâmetro de resistência, (s/m), de coberto com o balanço radiativo medido, (W/m<sup>2</sup>)

Numa perspectiva de curto prazo, competirá aos factores fisiológicos, acoplados ao estado hídrico e energético da atmosfera uma função fundamental, de moderadores das perdas hídricas que tenderão a ocorrer durante o período de Verão, num coberto esparso e solo exposto, como é o montado em causa.

As boas condições vegetacionais do montado, propícias a um dinamismo do ecossistema quanto a taxas de mineralização, reciclagem de nutrientes e transformação bioquímica da matéria orgânica serão factores de longo prazo, segundo Baldocchi *et al.* (1997), funcionando neste ecossistema como incentivadores da actividade estomática e dos processos de evapotranspiração e fotossíntese.

Naturalmente que estas considerações sobre os denominados factores de longo prazo, carecem de uma quantificação mais detalhada, fundamental para a caracterização e monitorização do equilíbrio dinâmico entre os factores de curto e longo prazo. Tal caracterização é também importante para o desenvolvimento de modelos matemáticos preditivos do funcionamento das diversas componentes do ecossistema.

## X- 6.5- Análise do transporte turbulento

Os resultados relativos aos termos da equação (4-57) do balanço adimensionalizado de energia cinética, indicados na tabela seguinte, por aplicação das equações (4-58) a (4-60), (figura 6.37):

Figura 6.37- Balanço adimensionalizado da energia cinética

Ficheiro	<i>prod.impu. (II)</i>	<i>transp. (III)</i>	<i>redi.press. (IV)</i>	<i>prod.mec. (V)</i>	<i>dissip. (VI)</i>
e771340	0.090	-0.090	0.396	0.800	-1.196
e8271514	0.060	-0.060	0.303	0.845	-1.148
e8271529	0.060	-0.060	0.303	0.845	-1.148
e275154	0.060	-0.060	0.303	0.845	-1.148
e851614	0.070	-0.070	0.336	0.829	-1.165
<i>mChia</i>	0.068	-0.068	0.329	0.833	-1.161

Podem constatar-se pela figura 6.37 os valores positivos dos termos IV e V da equação (4-58) relativos à redistribuição de energia cinética pela pressão, e à produção mecânica, e os valores negativos do termo VI de dissipação.

Deve ser notado que a componente residual definida por Leclerc *et al.* (1990), como a soma dos termos de dissipação e redistribuição é negativa, o que está de acordo com os resultados desses autores para povoamento de folhosas. A ordem de grandeza desses termos está de acordo com a informação de Wyngaard *et al.* (1971a).

O termo IV de redistribuição, equilibra os termos V de produção mecânica e VI de dissipação. Os termos II e III relativos à produção de energia cinética por impulsão, positiva em consequência do valor negativo de  $\chi$ , e ao transporte turbulento, equilibram-se igualmente. Tal facto, de acordo com Kaimal *et al.* (1994), significa que os ganhos energéticos devidos à instabilidade atmosférica são absorvidos pelas perdas por transporte turbulento.

A ordem de grandeza do termo de produção de energia cinética por impulsão, está de acordo com os resultados de Wyngaard *et al.* (1971a), sendo mais baixa que a referida por Leclerc *et al.* (1990). O termo de transporte turbulento é da mesma ordem de grandeza da referida por esses autores.

Os valores médios absolutos instantâneos da energia cinética relativos aos dias 97/07/10, 98/05/27 e 98/06/05, obtidos a partir das medidas das flutuações da velocidade do vento e indicados nas Tabelas A5.1, A5.2 e A5.3, são de 3.92, 3.26 e  $2.52m^2/s^2$ . Tais valores enquadram-se nas gamas indicadas por Stull (1991) e Maitani (1977).

Nas mesmas Tabelas são também indicados os valores da intensidade turbulenta relativos aos dias considerados de 97/07/10, 98/05/27 e 98/06/05. Os valores médios de intensidade turbulenta relativos aos componentes  $u_1$ ,  $u_2$  e  $u_3$ , obtidos com o anemómetro sónico, são de respectivamente 0.43, 0.39 e 0.23 para o dia 97/07/10, 0.33, 0.28 e 0.18 para o dia 98/05/27 e 0.35, 0.3 e 0.19 para o dia 98/06/05.

Estes valores são da ordem de grandeza dos mencionados por Shaw *et al.* (1988) para povoamento de folhosas no Canadá. Verifica-se pois que as intensidades turbulentas respeitam a ordem indicada pela equação (4-67), de  $i_{u3} < i_{u2} < i_{u1}$ .

Por outro lado os valores calculados da intensidade turbulenta, inferiores a 0.5, são garantia da validade da hipótese de congelação de turbulência de Taylor, mencionada nas Secções 3.3 e 4.2.5.

Os resultados relativos à aplicação do método dos quadrantes são apresentados nas Tabelas A5.4 a A5.9. As fracções  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  e  $S_4$  foram definidas na Secção 4.2.4 como correspondendo, respectivamente, a interacções ascendentes, ejeções, interacções descendentes e rajadas. Os valores médios dessas fracções, pela ordem indicada, são de 0.14, 0.37, 0.11 e 0.38 para o dia 97/07/10, de 0.10, 0.41, 0.09 e 0.39 para o dia 98/05/27 e de 0.11, 0.43, 0.10 e 0.35 para o dia 98/06/05.

As fracções temporais equivalentes,  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$  e  $T_4$  apresentam valores médios de 0.17, 0.32, 0.19 e 0.31 dia 97/07/10, de 0.16, 0.32, 0.18 e 0.35 para o dia 98/05/27 e de 0.17, 0.30, 0.19 e 0.34 para o dia 98/06/05.

Como seria de esperar das considerações sobre a distribuição das fracções de stress e temporais, apresentadas na Secção 4.2.4, verifica-se a predominância dos quadrantes 2 e 4, responsáveis pelo transporte descendente rápido de momento e associados a fenómenos intermitentes. Os valores obtidos estão de acordo com os apresentados

noutros trabalhos realizados em cobertos florestais por autores como Lee *et al.* (1993a), Green *et al.* (1995) ou Baldocchi *et al.* (1988a).

Assinala-se igualmente uma ligeira predominância dos fenómenos de ejeção, relativos ao quadrante 2, sobre os fenómenos de rajada, característicos do quadrante 4, o que está de acordo com os resultados de Lee *et al.* (1993a), e com Gao *et al.* (1989). Como se referiu na Secção 4.2.4 estes últimos autores indicam que, em cobertos florestais, os fenómenos relativos ao quadrante 2 tendem a predominar a níveis correspondentes a várias alturas das árvores.

Verifica-se igualmente uma predominância das fracções temporais associadas aos quadrantes 2 e 4, numa ordem de grandeza que está de acordo com os trabalhos referidos de Green *et al.* (1995) e Baldocchi *et al.* (1988a).

Os resultados da análise espectral das componentes  $u$  e  $w$  e da temperatura do ar estão apresentados nos Gráficos logarítmicos A5.1 a A5.15. A figura 6.38, equivalente aos Gráficos A5.4 a A5.6, representa as densidades espectrais das componentes da velocidade do vento  $u$ ,  $w$  e temperatura do ar em 97/05/28 às 15h14m.

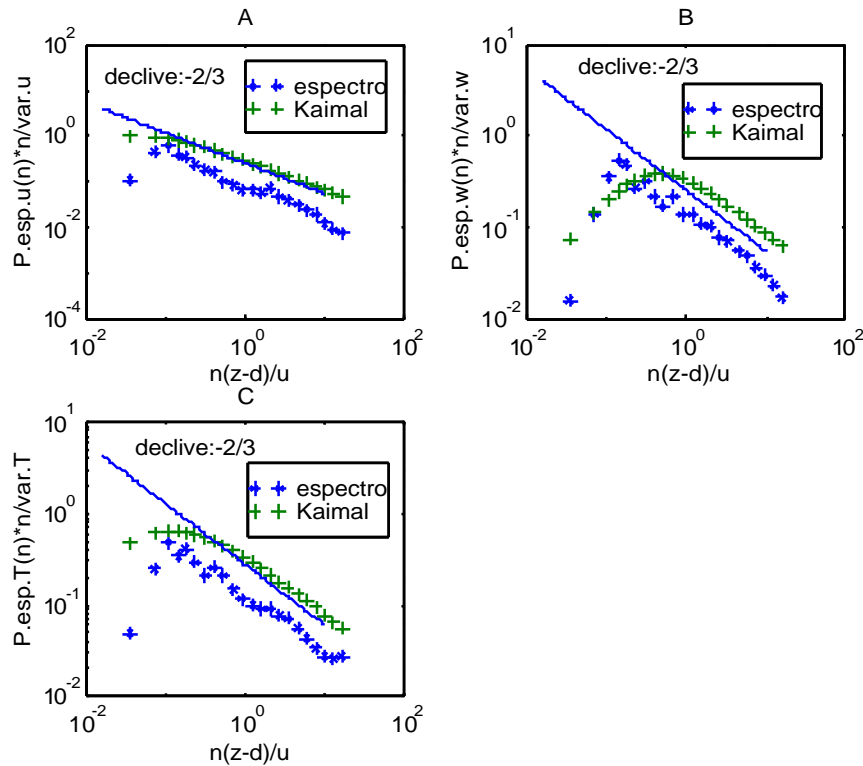


Figura 6.38 - Densidade espectral a 98/05/27:15h14m: A- componente u; B- componente w; C- temperatura

Nas abcissas e ordenadas desses Gráficos figuram respectivamente as frequências adimensionalizadas ( $n(z-d)/u$ ) e as densidades de energia espectral adimensionalizadas aos parâmetros de fricção. Nos referidos Gráficos são também representadas as funções empíricas de Kaimal *et al.* (1972), correspondentes às (4-73) a (4-76), para comparação aos espectros experimentais. Pode verificar-se nesses Gráficos uma concordância na subgama inercial das curvas de energia espectral à recta de declive (-2/3), como ainda uma razoável aderência às funções empíricas indicadas. Os referidos Gráficos são análogos aos equivalentes apresentados em Blanken *et al.* (1998) (figura 4.2) e Kruijt *et al.* (2000), relativos a ecossistemas florestais. Os valores de frequência adimensionalizada das curvas espectrais dos três parâmetros correspondentes às densidades de energia espectral máxima, são da ordem de grandeza de 0.09 a 0.1, análoga aos resultados de Kruijt *et al.* (2000). Tais máximos valores de frequência adimensionalizada correspondem a valores de frequência de 0.05 hertz.

As estimativas de autocorrelação não enviesada dos cinco ficheiros a que se procedeu à caracterização espectral são indicadas nos Gráficos A5.16 a A5.20. A figura 6.39 equivalente aos Gráficos A5.18 e A5.19, representa as curvas de autocorrelação a 97/05/28 às 15h14m.

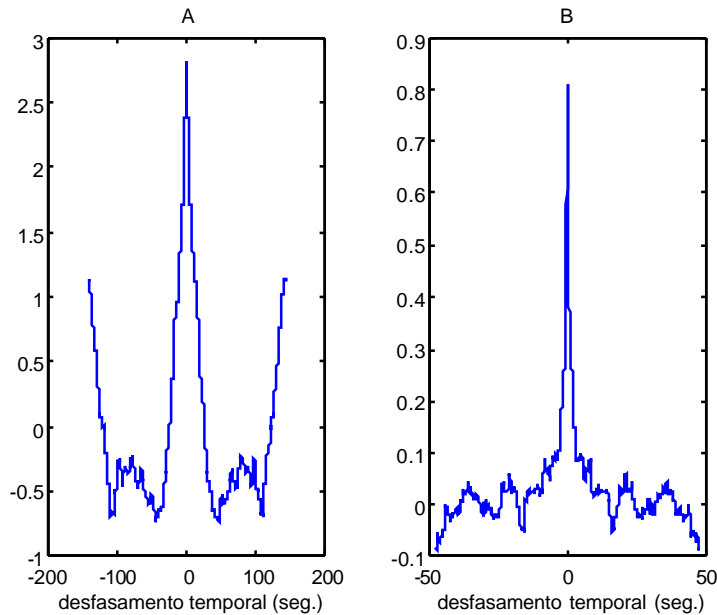


Fig. 6.39 - Autocorrelação 98/05/27: 15h14m: A- Componente u; B- Componente w

Os valores das escalas integrais eulerianas de tempo (seg.) e comprimento (adimensionalizadas à altura das árvores) das componentes  $u$  e  $w$ ,  $L_u$  e  $L_w$ , obtidas a partir das equações (4-41) e (4-42) são apresentados na figura 6.40.

Figura 6.40-Escalas eulerianas de tempo e de comprimento

	<i>esc.tem.,comp.u(seg.)</i>	<i>esc.comp.u/h<sub>c</sub></i>	<i>esc.tem.comp.w(seg)</i>	<i>esc.comp.w/h<sub>c</sub></i>
97/10/07 – 13h40m	11.77	8.27	0.98	0.69
98/05/27 – 15h14m	8.74	6.47	0.72	0.53
98/05/27 – 15h29m	16.06	11.36	1.11	0.78
98/05/27 – 15h42m	20.32	15.05	1.91	1.41
98/06/05 – 16h14m	3.07	2.13	0.08	0.06
<b>Média</b>	11.99	8.65	0.96	0.69

As escalas médias de comprimento adimensionalizadas das componentes  $u$  e  $w$ , são respectivamente de 8.65 e 0.69. Tais valores são compatíveis com informação de Blanken *et al.* (1998) que refere valores da ordem de várias vezes a altura das árvores para  $L_u$  e da ordem da altura das árvores para  $L_w$ , Kruijt *et al.* (2000), em floresta amazónica, também citam resultados de escalas de comprimento da mesma ordem de grandeza. As escalas médias de tempo  $t_u$  e  $t_w$ , obtidas pelas equações (4-39) e (4-40), para as componentes  $u$  e  $w$  de 12s e 0.96seg., respectivamente, são compatíveis com as gamas de valores médios de ordem de algumas dezenas de segundos para  $t_u$  e inferior a 10seg. para  $t_w$ , apresentados respectivamente por Blanken *et al.* (1998) e Baldocchi *et al.* (1988b) para ecossistemas florestais.

Os resultados do estudo estatístico da normalidade das séries de dados, relativas aos ficheiros a que se procedeu à caracterização da dinâmica turbulenta, são apresentados no Anexo VI. Os respectivos histogramas, representados nos Gráficos A6.1 a A6.15, indicam desvios em maior ou menor grau, relativamente às curvas de distribuição gaussiana sobrepostas. Os histogramas são também reveladores de tendência de concentração central dos elementos das amostras, confirmada pelos Gráficos A6.25, A6.26 e A6.27 que comparam as amplitudes e os intervalos interquartis.

A não verificação da distribuição gaussiana pode ser verificada pelos resultados da aplicação da regra 68-95-99.7, indicados nos Gráficos A6.16 a A6.21. Os três primeiros gráficos deste grupo são representativos das diferenças calculadas entre os valores dos extremos dos três intervalos  $\bar{x} \pm S$ ,  $\bar{x} \pm 2S$  e  $\bar{x} \pm 3S$  e os valores dos percentis 84%, 16%, 97.5%, 2.5%, 99.85% e 0.15% obtidos com os dados da mesma amostra. Os Gráficos A6.19 a A6.21 são representativos da contagem das percentagens dos elementos da amostra incluídos nesses três intervalos. Pela análise desse Gráficos pode verificar-se que nenhuma amostra segue os preceitos da referida regra empírica.

Os resultados do teste de Kolmogorov-Smirnov, não apresentados, são indicativos de níveis de significância de ordem nula, corroborando pois a rejeição da hipótese nula do teste de verificação da normalidade das amostras. A única exceção diz respeito à componente  $u$  do ficheiro e77134 em que o nível de significância obtido foi de 0.511. No entanto, mesmo neste caso a hipótese de distribuição normal é contrariada pela

distinção, verificada no Gráfico A6.22, entre a moda e as restantes estatísticas de localização, bem como pela mencionada não obediência aos preceitos da regra 68-95-99.7.

Os resultados sobre os parâmetros de assimetria e achatamento são apresentados nas Tabelas A6.1 a A6.3 e revelam igualmente, por aplicação dos critérios do Programa SPSS, que todas as amostras seguem as tendências de desvio relativamente à distribuição normal. Os valores das estatísticas de localização, apresentados no Gráficos A6.22 a A6.24, são indicativos de diferenças variáveis entre a moda, mediana e média e logo de um desvio à normalidade das várias amostras.

Confirma-se assim em termos gerais o cenário, acima indiciado pelos resultados da aplicação do método dos quadrantes, de intermitência do transporte turbulento rápido por parte de estruturas de dimensão apreciável e duração rápida.

## **7 - Conclusões finais**

O presente trabalho visou a caracterização físico-ambiental do montado de sobro do Rio Frio, de acordo com os objectivos:

- i)** de caracterização da dinâmica das componentes do balanço energético, na camada limite de fluxo constante, sob os pontos de vista da evolução temporal do balanço radiativo, dos fluxos turbulentos de calor latente e sensível e dos temas de armazenamento, bem como de algumas interações entre eles. Neste item, podem também integrar-se o estudo da possibilidade de utilização do método aerodinâmico ao cálculo dos fluxos turbulentos de momento e calor sensível, bem como da equação de Penman-Monteith para o cálculo do fluxo turbulento de calor latente e a tipificação do regime de evapotranspiração;
- ii)** da caracterização das condições de fecho do balanço e controlo de qualidade dos fluxos turbulentos;
- iii)** do estudo da influência de parâmetros aerodinâmicos e de resistência de coberto nas componentes turbulentas do balanço energético;
- iv)** da caracterização do escoamento turbulento na camada limite quanto a análise espectral, escalas integrais eulerianas de tempo e comprimento e intermitência dos fenómenos turbulentos;

Sobre os itens incluídos em **i)** podemos referir o seguinte: os valores médios diários do balanço radiativo oscilaram entre  $321\text{Wm}^{-2}$  e  $645\text{Wm}^{-2}$ , com valor médio total de  $501.82\text{Wm}^{-2}$ . Os valores médios diários globais dos fluxos ascensionais turbulentos de calor sensível e latente, obtidos pelo método de covariância turbulenta, são de  $257.13\text{Wm}^{-2}$  e de  $123.69\text{Wm}^{-2}$ . Esses fluxos, competindo pela energia disponível, são de sinal positivo, como é típico de condições de instabilidade térmica. Os valores médios diários de fluxo de calor sensível e latente oscilaram entre 160 e  $393\text{Wm}^{-2}$ , e entre  $67\text{Wm}^{-2}$  e  $189\text{Wm}^{-2}$ , respectivamente. O valor médio diário de  $123.69\text{Wm}^{-2}$  para o fluxo de calor latente foi compatível com o valor médio anual de 30anos, representativo da evapotranspiração de equilíbrio de 1347.2mm registado na estação meteorológica de Pegões.

Os valores mínimo e máximo das médias diárias das razões entre o somatório dos fluxos turbulentos, obtidas pelo método de covariância turbulenta e o balanço radiativo medido são de 71% e 92%, sendo a média total de tais valores é de 77.36%. Tais resultados são compatíveis com os referidos em referências como Lee *et al.* (1993b) e Blanken *et al.* (1997), para ecossistemas florestais.

Verificou-se a existência de padrões de variação ascensionais dos dados globais de fluxo de calor sensível com a velocidade de fricção e com o balanço radiativo. Também se registou uma tendência linear decrescente entre o fluxo de calor sensível, obtido pelo método de covariância turbulenta e a resistência aerodinâmica, calculado pelo método aerodinâmico iterativo.

As diferenças percentuais entre os fluxos de calor sensível obtidas pelos dois métodos, apresentaram um valor médio total de 2.67%. O valor médio total das diferenças percentuais entre os fluxos de calor latente, obtidos pelos métodos de Penman-Monteith e de covariância turbulenta, foi de 10.94%. Os valores de velocidades de fricção, dos fluxos turbulentos de calor sensível e calor latente, obtidos pelos diversos métodos mostraram boa aderência entre si, quando colocados sob a forma gráfica, tomando a recta  $x = y$  como termo de referência.

O valor médio diário total da razão entre os resultados do fluxo de calor latente, obtidos por covariância turbulenta, e os correspondentes de evapotranspiração de equilíbrio, foi de 0.44. O valor médio desta razão é característico de situações de ecossistemas florestais em condições secas.

O valor médio diário total do factor de acoplamento do fluxo de calor latente,  $W$ , foi de 0.18. Os valores calculados desse parâmetro correspondem, para referências como Lee *et al.* (1993b), Blanken *et al.* (1997), Monteith *et al.* (1990) e Baldocchi (1994), aos normais em florestas, indiciando-se um forte acoplamento entre o fluxo de calor latente e o déficit de saturação da atmosfera, com significativa dependência à resistência do coberto. Ocorreu assim um predomínio da evapotranspiração imposta, regulada, como se referiu, pelo potencial evaporativo da atmosfera e pelas resistências aerodinâmicas à difusão de vapor de água e de coberto.

Os valores do coeficiente de acoplamento foram influenciados pelo equilíbrio entre as resistências aerodinâmica e de coberto, as quais dependem, por sua vez, da permanente adaptação das árvores e do ecossistema às condições vigentes de estado hídrico e microclimático.

O valor médio diário total da razão de Bowen, com base nos fluxos de calor sensível e latente obtidos pelo método de covariância turbulenta, foi de 2.35, verificando-se uma oscilação entre 1.28 a 5.63. Esses valores são próprios de condições climáticas de baixa precipitação, como sejam as relativas a regiões semi-áridas, com limitações de água disponível.

Os valores médios diários da razão de Bowen superiores a 3, foram devidos a maiores níveis de balanço radiativo e de fluxo de calor sensível, associados a modestos valores de evapotranspiração. Para gamas de valores inferiores a 3, valores de razão de Bowen superiores ou inferiores à média, ocorrem situações de médias diárias de balanço radiativo quer superiores quer inferiores à média total.

Confirmou-se pois uma relação indirecta entre o fluxo de calor latente e balanço radiativo, apontada para cobertos de tipo rugoso, como os florestais, por autores como Lindroth (1985). No caso concreto do montado de sobre em Rio Frio, deve considerar-se que o carácter esparso e relativamente elevado desse coberto, associado, como se pode verificar pelos valores elevados das razões entre os valores médios diários das resistências de coberto e aerodinâmica, também contribui para os valores de razão de Bowen superiores a 1.

A variabilidade mensal, segundo um factor da ordem de 3.5, da razão de Bowen é indicativa das alterações sazonais do estado hídrico da atmosfera e do ecossistema. Nos cobertos florestais tal variabilidade é, de acordo com autores como Lindroth (1985), consequência de variações, simultâneas do balanço radiativo, da resistência de coberto e do fluxo de calor latente. Esta dinâmica é consequente do permanente controlo/adaptação do arvoredo esparso aos parâmetros microclimáticos e está associada ao regime vigente de evapotranspiração imposta.

O valor médio diário total do armazenamento de energia adimensionalizado ao balanço radiativo, foi de 16.99%, oscilando entre 7.59% e 28.06%. Para a análise destes resultados, deve ser considerado o facto de os mesmos se reportarem ao

período da tarde em meses de calor, correspondendo portanto a condições de maior aquecimento. A variabilidade, em termos mensais, do armazenamento adimensionalizado é comparável a resultados equivalentes, citados por Lindroth (1985) e Blanken *et al.* (1997), e relativos a ciclos diurnos.

Os valores absolutos mínimo e máximo das médias diárias dos termos menos significativos, englobando o termo de armazenamento energético nos troncos e as componentes de armazenamento de calor latente e sensível foram de  $0.54\text{Wm}^{-2}$  e  $14.07\text{Wm}^{-2}$ , com valor médio total de  $6.62\text{Wm}^{-2}$ .

O valor médio global estimado do armazenamento de calor latente no ar foi de  $2.04\text{Wm}^{-2}$ , não apresentando uma tendência diária bem definida. Tal resultado é compatível com a informação de referências como Lamaud *et al.* (2001) e McCaughey *et al.* (1988), onde são indicadas variações irregulares erráticas deste termo de armazenamento.

O valor médio global estimado do termo de armazenamento no tronco foi de  $3.4\text{Wm}^{-2}$ . O valor médio global estimado do termo de armazenamento de calor sensível no ar foi de  $1.86\text{Wm}^{-2}$ , segundo um padrão de variação decrescente ao longo, da tarde com valor nulo por volta das 15h. Os padrões de variação dos resultados destes dois termos de armazenamento, são compatíveis com os resultados citados na bibliografia citada.

O conjunto dos termos mais significativos engloba as componentes de fluxo de calor no solo e o armazenamento de calor nas copas. Os valores de médias diárias, mínimo e máximo para esse conjunto foram de  $43.28\text{Wm}^{-2}$  e  $113.2\text{Wm}^{-2}$ . O valor médio total respectivo foi de  $74.31\text{Wm}^{-2}$ .

O termo de armazenamento das copas foi modelado, sendo o respectivo valor médio de  $41.48\text{Wm}^{-2}$ . Considerando a relação linear entre a temperatura média do ar e o somatório dos termos de armazenamento de calor sensível na camada de ar junto ao solo e de armazenamento na vegetação, citada por referências como McCaughey *et al.* (1988) e Valente (1999), a variação temporal de tendência predominantemente ascendente, dos perfis de temperatura do ar, ao longo da tarde, é suficiente para prever os valores positivos do termo de armazenamento das copas.

O valor médio dos termos de fluxo de calor no solo estimado por modelação foi de  $31.24\text{Wm}^{-2}$ . Considerou-se que a medição de fluxo de calor no solo apenas na base da torre, não foi suficientemente representativa para amostrar a variabilidade horizontal significativa do fluxo de calor no solo, decorrente de variações dos regimes de irradiância no solo florestal. Dessa forma, para o cálculo do balanço energético, apenas se tomou em linha de conta os valores de fluxo de calor no solo, obtido por modelação, os quais foram compatíveis com os resultados citados em referências como Ogée *et al.* (2001) e Lamaud *et al.* (2001).

Sobre os itens incluídos em **ii**) podemos referir o seguinte: em termos médios diários e globais, as médias do fecho do balanço energético, obtido considerando o balanço radiativo medido e fluxo de calor do solo modelado foram de  $28.07$  e  $33.39\text{Wm}^{-2}$ , respectivamente. Estes valores absolutos dos termos de fecho estão abaixo da gama indicada em Anthoni *et al.* (2000) de valores absolutos de  $200-250\text{Wm}^{-2}$ , a qual, em ecossistemas esparsos sob condições de Verão com céu limpo, seria devida a grande variabilidade das temperaturas radiativas superficiais, como consequência de heterogeneidade de exposição e responsável, dessa forma, por condições de fecho bastante desfavoráveis.

A média diária total dos correspondentes termos adimensionais, definidos pelas razões entre as médias diárias dos valores absolutos dos termos do fecho do balanço energético e os valores medidos do balanço radiativo, foi de  $8.92\%$ .

O valor médio diário total da razão entre os valores do gasto energético, considerando o fluxo de calor no solo modelado e o balanço radiativo medido, foi de  $95\%$ . O valor médio diário da razão entre o somatório dos fluxos turbulentos de calor sensível e latente e a energia disponível, obtida com base no balanço radiativo medido e no fluxo de calor no solo modelado foi igualmente de  $95\%$ . Os dados globais de energia disponível em abcissas, mostraram boa concordância gráfica com os correspondentes dados globais do somatório dos fluxos turbulentos em ordenadas, tomando a recta  $x = y$  como termo de referência.

Os valores das razões de fecho são bastante razoáveis, quando comparados com autores como Lee *et al.* (1993b) que referem resultados de  $83\%$  para a razão entre o somatório dos fluxos turbulentos e a energia disponível ou como Baldocchi *et al.*

(1997), que indicam valores de 92% para o fecho adimensionalizado. Blanken *et al.* (1998), apresentam valores médios da razão entre o somatório dos fluxos turbulentos e a energia disponível da ordem de 95%.

Naturalmente que as condições de terreno plano, coberto relativamente homogéneo e boas condições de fetch, foram adequadas para a obtenção de um adequado nível de fecho do balanço energético. O carácter favorável dos resultados de fecho é enfatizado pela circunstância de os mesmos se reportarem a períodos de tarde e portanto carecerem de contabilização de todas as componentes do balanço energético, ao contrário do que sucederia se fossem referidos a ciclos de 24 horas, circunstância em que os termos de armazenamento flutuantes se cancelariam.

As razões médias diárias de fecho, considerando agora os termos de armazenamento como 10% do balanço radiativo, medido e modelado a partir dos valores de radiação solar incidente global, foi de 0.87 e 0.91 respectivamente.

Os resultados do fecho assim obtidos são mais desfavoráveis que os acima indicados, calculados com base em termos de armazenamento, em que se consideraram dados experimentais. Este facto vem validar a estratégia seguida, quanto à estimativa dos termos de armazenamento, com base em medições no campo.

Os resultados do teste de Foken *et al.* (1996) de estacionaridade dos dados e da avaliação da similaridade fluxo-variância, reportados à totalidade dos 109 ficheiros de 30min. de dados, revelaram que apenas os resultados dos fluxos turbulentos de calor sensível e latente de três e onze ficheiros, respectivamente, podem ser considerados de má qualidade. Os resultados da similaridade fluxo-variância revelaram que apenas 4 e 6 ficheiros, de entre o total de 109, apresentaram resultados de má qualidade, quantos às razões de  $S_w/u_*$  e  $S_l/u_*$ , respectivamente.

Naturalmente que, para a boa qualidade dos dados dos fluxos e parâmetros turbulentos, contribuem as boas condições do fecho do balanço energético, o carácter homogéneo, regular e extenso do coberto florestal, de que os bons resultados de similaridade fluxo-variância são consequência. As condições de instabilidade térmica foram favoráveis à minimização de erros de cross-talk e efeitos passa-baixo.

Sobre os itens incluídos em **iii**) podemos referir o seguinte: os valores médios diários de  $d_{nom}$  e  $z_{0M}$  foram de 0.78 e 0.5m. Verificou-se que os valores dos parâmetros considerados variam inversamente, o que, de acordo com Jarvis *et al.* (1976), resulta de que, quando  $d$  se aproxima de  $h$ , o comprimento de rugosidade dependerá apenas da rugosidade ao nível da superfície do topo do coberto.

Os valores apresentados de  $d_{nom}$  e  $z_{0M}$  estão dentro das gamas normais indicadas para os cobertos florestais, indicadas em referências como Rauner (1976), Monteith *et al.* (1990) e Brunet (1999). Verificou-se igualmente que, em termos globais, os valores destes parâmetros não apresentavam significativa dependência à velocidade do vento. Tal independência está de acordo com autores como Landsberg *et al.* (1973), citados por Jarvis *et al.* (1976), e Jaeger (1985).

Os parâmetros  $d_{nom}$  e  $z_{0M}$  foram obtidos por inversão das equações do método aerodinâmico iterativo a partir dos valores obtidos para o fluxo de calor sensível, pelo método de covariância turbulenta.

O método de covariância turbulenta, para avaliação dos fluxos turbulentos, apresenta vantagens inquestionáveis, sobre o método aerodinâmico especialmente, de acordo com Blanken *et al.* (1997), quando os gradientes verticais de temperatura e humidade são pequenos ou quando existe propensão a fenómenos de contra-gradiente, inerentes à subcamada rugosa. O facto de se terem obtido valores de  $d_{nom}$  com baixo desvio-padrão de 0.06, a que corresponderam fluxos de calor sensível que apresentaram baixas diferenças médias de 2.67%, relativamente ao método de covariância turbulenta, é revelador neste caso de i) do potencial, que deve ser explorado, dos métodos fluxo-gradiente para estimativa do fluxo turbulento de calor sensível e/ou parâmetros aerodinâmicos relevantes e ii) do nível adequado da altura das medidas realizadas, que possibilitou evitar o emprego da parametrização dos efeitos da subcamada rugosa.

A média diária total dos valores de resistência aerodinâmica foi de 15.19s/m, oscilando entre 9.54s/m e 21s/m . Foi patente a relação inversa entre a velocidade do vento e a resistência aerodinâmica. Os valores de resistência aerodinâmica são compatíveis com os apresentados por referências como Shuttleworth *et al.* (1984), Verma *et al.* (1986) e Lee *et al.* (1993b).

O valor médio diário total, com oscilações entre 133 e 706s/m, do parâmetro  $r_c$ , obtido por inversão da equação de Penman-Monteith, foi de 319.25s/m. Estes valores são compatíveis com os resultados apresentados em referências como Verma *et al.* (1986). O reduzido volume de copado, correspondente ao carácter esparso do montado, será determinante para a ocorrência dos valores médios mais elevados de resistência de coberto. Verificou-se uma boa concordância entre os valores das resistências de coberto, obtidas por inversão da equação de Penman-Monteith e da equação de folha alargada.

Em termos gerais, evidenciou-se o predomínio da influência do défice de pressão de vapor na resistência de coberto, traduzida pelo acréscimo de  $r_c$  com o aumento do défice de pressão de vapor. Na gama de maiores valores de resistência de coberto, o balanço radiativo, exercerá alguma interacção moderadora ao aumento de resistência estomática, conseqüente ao acréscimo do défice de pressão de vapor.

Verificou-se uma tendência ascendente, nos períodos da tarde, da resistência de coberto. As variações ascendentes de resistência de coberto, acompanham aos diversos dias os acréscimos de défice de pressão de vapor atmosférico que ocorrem durante a tarde.

Tais tendências ascendentes estão de acordo com os resultados, citados por Verma *et al.* (1986), que apontam para o mesmo padrão de variação diária da resistência de coberto em cobertos florestais.

A influência global do balanço radiativo nos valores de resistência de coberto, revelou-se por uma tendência ligeiramente ascendente e fortemente oscilante, provavelmente como consequência dos efeitos decorrentes de acréscimos simultâneos de factores como o défice de pressão de vapor da atmosfera ou os valores das temperaturas foliares. Tais factores indiciam um encerramento total ou parcial dos estomas, contrariando o efeito inverso conseqüente ao acréscimo de radiação disponível.

Numa perspectiva de curto prazo, competirá aos factores fisiológicos, acoplados ao estado hídrico e energético da atmosfera uma função fundamental, de moderadores das perdas hídricas que tenderão a ocorrer durante o período de Verão, num coberto esparso e solo exposto, como é o montado em causa. As boas condições vegetacionais

do montado, propícias a um dinamismo do ecossistema quanto a taxas de mineralização, reciclagem de nutrientes e transformação bioquímica da matéria orgânica, serão factores de longo prazo, segundo Baldocchi *et al.* (1997), funcionando, neste ecossistema, como incentivadores da actividade estomática e dos processos de evapotranspiração e fotossíntese.

Sobre os itens incluídos em **iv)** podemos referir o seguinte: o estudo dos termos da equação adimensional do balanço de energia cinética, para cinco ficheiros de séries de treze minutos de dados, permitiu confirmar o equilíbrio, referido por Kaimal *et al.* (1994), entre o termo de redistribuição de pressão e os termos de produção mecânica e da dissipação viscosa. Verificou-se que as várias componentes do balanço foram compatíveis com os resultados de Wyngaard *et al.* (1971a) e Leclerc *et al.* (1990). Os valores médios absolutos instantâneos da energia cinética turbulenta, obtidos para os mesmos dias, 3.92, 3.26 e  $2.52\text{m}^2/\text{s}^2$ , revelaram concordância com resultados indicados por referências como Stull (1991) e Maitani (1997).

Os resultados da intensidade turbulenta, da ordem dos valores citados na literatura, confirmaram o ordenamento  $i_{u3} < i_{u2} < i_{u1}$ , bem como a validade da hipótese de Taylor. O estudo do método dos quadrantes revelou a predominância esperada, em termos de fracções de stress e temporais, da responsabilidade dos fenómenos intermitentes e rápidos de ejeção e rajada no transporte descendente de momento. Os valores obtidos para as fracções de stress e temporais, estão de acordo com os apresentados noutros trabalhos realizados em cobertos florestais por autores como Lee *et al.* (1993a), Green *et al.* (1995) ou Baldocchi *et al.* (1998a). Assinala-se igualmente uma ligeira predominância dos fenómenos de ejeção, sobre os fenómenos de rajada, o que está de acordo com a informação de Lee *et al.* (1993a) e com Gao *et al.* (1989) indicativa de que, em cobertos florestais, os fenómenos relativos ao segundo quadrante, tendem a predominar a níveis correspondentes a várias alturas das árvores.

Os resultados da análise espectral das componentes  $u$  e  $w$  e da temperatura do ar, aplicada aos cinco ficheiros referidos, permitiram verificar uma concordância na subgama inercial das curvas de energia espectral à recta de declive  $-2/3$ , como ainda uma razoável aderência às funções empíricas de Kaimal *et al.* (1972). Os Gráficos logarítmicos correspondentes são análogos aos equivalentes apresentados em Blanken *et al.* (1998) e Kruijt *et al.* (2000), relativos a ecossistemas florestais.

Os valores de frequência adimensionalizada das curvas espectrais dos três parâmetros correspondentes às densidades de energia espectral máxima, são da ordem de grandeza de 0.09 a 0.1, análoga aos resultados de Kruijt *et al.* (2000). Tais máximos valores de frequência adimensionalizada correspondem a valores de frequência de 0.05 hertz.

Os resultados da análise espectral foram também reveladores da boa qualidade das medições das componentes horizontal e vertical da velocidade do vento e da temperatura do ar.

As escalas médias eulerianas integrais de comprimento para as componentes horizontal e vertical, adimensionalizadas à altura das árvores, foram de 8.65 e 0.69. As escalas médias de tempo correspondentes são de 11.99 e 0.96s. Estes valores estão de acordo com os indicados por Blanken *et al.* (1998) e Baldocchi *et al.* (1988b). A análise estatística da normalidade das séries de dados dos cinco ficheiros, registou um desvio à normalidade indicativo, segundo autores como Maitani (1978), da intermitência do transporte turbulento.

Para terminar podemos pois considerar que o trabalho experimental desenvolvido possibilitou uma adaptação teórico experimental ao montado de sobro dos diversos princípios e metodologias, bem como uma verificação e generalização a esse coberto dos padrões gerais de funcionamento físico-ambiental dos ecossistemas florestais, quanto a componentes do balanço energético, factores que os condicionam e fenómenos turbulentos. Em termos de trabalho futuro, pensamos que deve existir:

**i)** um aperfeiçoamento da metodologia experimental para o estudo do termo de armazenamento energético nas copas no sentido de melhoria de amostragem, quer em termos de variabilidade da exposição à radiação das superfícies de que se determina a temperatura, quer em termos de realização de medidas de temperatura e propriedades térmicas a várias espessuras dos diferentes tipos de biomassa;

**ii)** um aperfeiçoamento da metodologia experimental para o estudo do fluxo de calor no solo, que carece igualmente de uma optimização do esquema de amostragem espacial que tome em linha de conta a heterogeneidade da superfície quanto a exposição à radiação solar, bem como a variabilidade das propriedades térmicas do solo;

**iii)** o desenvolvimento de campanhas de medições relativas às escalas foliares e das árvores individuais, por forma a poder ser feita uma análise comparativa entre as trocas de massa e energia entre essas escalas e a escala do povoamento. Entre os parâmetros a medir, à escala foliar devem considerar-se a condutância estomática e a transpiração foliar. Todas estas medidas devem procurar aprofundar o estudo da influência de factores como o balanço radiativo, a humidade atmosférica e a temperatura do ar nas referidas trocas;

**iv)** a caracterização da turbulência deverá implicar um estudo da variação em altura das flutuações dos sinais por forma a serem desenvolvidos os termos em  $\partial/dz$  das diversas equações analisadas de conservação turbulenta de variâncias e covariâncias das flutuações. Um estudo da variação vertical dos fenómenos turbulentos é também importante para a caracterização aerodinâmica da subcamada rugosa;

**v)** o estudo de fluxos turbulentos de gases com menor concentração atmosférica implicará naturalmente a optimização do método de covariância turbulenta em termos de caracterização coespectral dos diversos efeitos associados à geometria dos sensores tipicamente dirigidos à melhoria da resposta às altas frequências, bem como aos processos de cálculo das flutuações dirigidos à optimização da resposta às baixas frequências. Uma das vias para a referida optimização deverá ser o estudo da possibilidades de utilização de sensores tipo circuito linear aberto, comparadas com sensores tradicionais;

**vi)** o aperfeiçoamento do estudo das variações sazonais dos fluxos importa aumentar a duração nos períodos de amostragem de dados pelo método de covariância turbulenta, em simultâneo com um adequado controle de qualidade dos dados e estudo da dinâmica espectral dos campos escalares e vectoriais;

**vii)** a optimização dos métodos alternativos ao método do covariância turbulenta, deve ser considerada, por razões de economia de custos, ou em situações em que a medição directa de grandezas escalares seja mais difícil, que a medição dos respectivos gradientes. Em particular, deve ser considerado o estudo, complementar ao referido no ponto **iii)**, sobre a manifestação dos fenómenos de anomalia aerodinâmica, relativos à subcamada rugosa;

**viii)** a caracterização adequada dos ciclos biogeoquímicos é também necessária para quantificação mais detalhada sobre os denominados factores de longo prazo da dinâmica do funcionamento estomático e sua influência nos processos de evapotranspiração e fotossíntese;

**ix)** o desenvolvimento de modelos matemáticos preditivos sobre os mecanismos de funcionamento do ecossistema, quanto a matérias como sejam, por exemplo, a aerodinâmica dos fluxos turbulentos e o equilíbrio dinâmico e interacções entre os factores ambientais de curto e longo prazo. Tal desenvolvimento, depende obviamente da obtenção de dados experimentais e é possível pelo desenvolvimento constante dos recursos informáticos.

## ***Bibliografia***

- Amiro B.D., 1990. Drag Coefficients and Turbulence Spectra Within Three Boreal Forest Canopies. *Boundary Layer Meteorology* 52, 227-246
- Anthoni P.M., Beverly E.L., Unsworth. M.H. e Vong R.J., 2000. Variation of Net Radiation Over Heterogeneous Surfaces: Measurements and Simulation in a Juniper-Sagebrush ecosystem. *Agricultural and Forest Meteorology* 102, 275-286
- Arya S.P., 1988. Introduction to Micrometeorology. *International Geophysics Series* 42, Academic Press
- Aston A.R., 1985. Heat Storage in a Young Eucalipt Forest. *Agricultural and Forest Meteorology* 35, 281-297
- Aubinet M., Grelle A., Ibrom A., Rannik Ü., Moncrieff J., Foken T., Kowalski A.S., Martin P.H.M., Berbigier P., Bernhofer Ch., Clement R., Elbers J., Granier A., Grünwald T., Morgenstern K., Pilegaard K., Rebmann C., Snidjers W., Valentini R. e Vesala T., 2000. Estimates of the Annual Net Carbon and Water Exchange of Forests: The Euroflux Methodology. *Advances in Ecological Research*, 30
- Baldocchi D.D., 1994. A Comparative Study of Mass and Energy Exchange Over a Close C<sub>3</sub> (wheat) and Open C<sub>4</sub> (corn) canopy: I. The Partitioning of Available Energy into Latent and Sensible Heat Exchange. *Agricultural and Forest Meteorology* 67, 191-220
- Baldocchi D.D. e Hutchinson B.A., 1987. Turbulence in a Almond Orchard: Vertical Variations in Turbulent Statistics. *Boundary Layer Meteorology* 40, 127-146
- Baldocchi D.D. e Meyers T.P., 1988a. Turbulence Structure in a Deciduous Forest. *Boundary Layer Meteorology* 43, 345-364
- Baldocchi D.D. e Meyers T.P., 1988b. A spectral and Lag-Correlation Analysis of Turbulence in a Deciduous Forest Canopy. *Boundary Layer Meteorology* 45, 31-58
- Baldocchi D.D., Luxmoore R. L. e Hatfield J.L., 1991. Discerning the Forest From the Trees: an Essay on Scaling Canopy Stomatal Conductance. *Agricultural and Forest Meteorology* 54, 197-226

- Baldocchi D.D., UT. Paw K., Shaw R.H. e Snyder R.L., 1995. *Advanced Short Course on Biometeorology and Micrometeorology*. CNR, CIHEAM, Università di Sassari, EU, Sassari, Italy
- Baldocchi D.D., Vogel A.C. e Hall B., 1997. Seasonal Variation of Energy and Water Vapor Exchange Rates Above and Below a Boreal Jack Pine Forest Canopy. *Journal of Geophysical Research* 102, 28939-28951
- Bendat J. e Piersol A.J., 1971. *Random Data: Analysis and Measurement Procedures*. John Wiley
- Blackadar A.K., 1997. *Turbulence and Diffusion in the Atmosphere*. Springer Verlag
- Blanken P.D., Black T.A., Yang P.C., Neumann H.H., Nestic Z., Staebler R., Hartog G. Den., Novak M.D. e Lee X., 1997. Energy Balance and Canopy Conductance of a Boreal Aspen Forest: Partitioning Overstorey and Understorey Components. *Journal of Geophysical Research* 102, 28915-28927
- Blanken P.D., Black T.A., Neumann H.H., Hartog G. Den, Yang P.C., Nestic Z., Staebler R., Chen W. e Novak M.D., 1998. Turbulent Flux Measurements Above and Below the Overstorey of a Boreal Aspen Forest. *Boundary Layer Meteorology* 89, 109-140
- Bosveld F.C., 1997. Derivation of Fluxes from Profiles over a Moderately Homogeneous Forest. *Boundary Layer Meteorology* 84, 289-327
- Brook R.R., 1977. Effective Dynamic Response of Paired Gill Anemometers. *Boundary Layer Meteorology* 11, 33-37
- Brunet Y., 1999. Turbulence et Transport. *Seminário sobre Transferências Hídricas em Cobertos Vegetais Descontínuos*, Oeiras
- Brutsaert W.H., 1982. *Evaporation Into the Atmosphere*. Reidel Publishing Company
- Businger J.A., Wingaard J.C., Izumi Y. e Bradley E.F., 1971. Flux Profile Relationships in the Atmospheric Surface Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences* 28, 181-189
- Campbell G.S., 1986. *An Introduction to Environmental Biophysics*. Springer Verlag

- Carvalho J.S., 1985. *Notas para o Curso de Formação de Técnicos para a Indústria da Cortiça*. Instituto Superior Técnico-Estação Florestal Nacional
- Cellier P. e Brunet Y., 1992. Flux-Gradient Relationships Above Tall Plant Canopies. *Agricultural and Forest Meteorology* 58, 93-117
- Coppin P.A., Raupach M.R. e Legg B.J., 1986. Experiments on scalar Dispersion Within a Plant Model Canopy, Part II: An Elevated Plane Source. *Boundary Layer Meteorology* 35, 167-191
- Cunha F.R., 1977. *Meteorologia Geral e Agrícola*. Sebenta da Disciplina de Mesologia e Meteorologia Agrícolas, Instituto Superior de Agronomia
- Damper R.I., 1995. *Introduction to Discrete-Time Signals and Systems*. Chapman & Hall
- DeFatta D.J., Lucas J.L. e Hodgiss W.S., 1988. *Digital Signal Processing: A System Design Approach*. John Wiley & Sons
- Denmead O.T. e Bradley E.F., 1985. Flux-Gradient Relationships in a Forest Canopy. Em: *The Forest-Atmosphere Interaction (ed. B.A Hutchinson e B.B. Hichs) pp. 421-442*. Reidel Publishing Company
- Dyer A.J. e Hicks B.B., 1970. Flux-Gradient Relationships in the Constant Flux Layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 96, 715-721
- Eugster W. e Senn W., 1995. A Cospectral Correction Model For Measurement of Turbulent NO<sub>2</sub> Flux. *Boundary Layer Meteorology* 74, 321-340
- Fazu C. e Schwerdtfeger P., 1989. Flux -Gradient Relationships for Momentum and Heat Over a Rough Natural Surface. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 115, 335-352
- Foken Th. e Wichura B., 1996. Tools for Quality Assessing of Surface-Based Flux Measurements. *Agricultural and Forest Meteorology* 78, 83-105
- Fortes M.A., 1989. *A Cortiça*. Colóquio Ciências N.4, Jan/Abr, 35-60
- Fox R.W. e McDonald A.T., 1985. *Introduction to Fluid Mechanics*. John Wiley & Sons

- Gao W., Shaw R.H. e U. Paw K.T., 1989. Observation of Organized Structure in Turbulent Flow Within and Above a Forest Canopy. *Boundary Layer Meteorology* 47, 349-377
- Garrat J.R., 1975. Limitations of the Eddy-Correlation Technique for the Determination of Turbulent Fluxes Near the Surface. *Boundary Layer Meteorology* 8, 255-259
- Garrat J.R., 1980. Surface Influence Upon Vertical Profiles in the Atmospheric Near-Surface Layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 106, 803-819
- Garrat J.R., 1994. *The Atmospheric Boundary Layer*. Cambridge University Press
- Gash J.H.C. e Stewart J.B., 1975. The Average Surface Resistance of a Pine Forest Derived From Bowen Ratio Measurements. *Boundary Layer Meteorology* 8, 453-464
- Gash J.H.C. e Gulf A.D., 1996. Applying a Linear Detrend to Eddy Correlation Data in Real Time. *Boundary Layer Meteorology* 79, 301-306
- Gash J.H.C., Valente F. e David J.S. 1999. Estimates and Measurements of Evaporation from Wet Sparse Pine Forest in Portugal. *Agricultural and Forest Meteorology*. 94, 149-158
- Geiger R., 1990. *Manual de Microclimatologia - O Clima da Camada de Ar Junto ao Solo*. Fundação Calouste Gulbenkian, 4ªEd.
- Goes E., 1991. *A Floresta Portuguesa*. Portucel
- Grant R.H., Bertolin E.B. e Herrington, L.P., 1986. The Intermittent Vertical Heat Flux Over a Spruce Forest Canopy. *Boundary Layer Meteorology* 35, 317-370
- Grant A.L.M. e Watkins R.D., 1989. Errors in Turbulence Measurements With a Sonic Anemometer. *Boundary Layer Meteorology* 46, 181-194
- Green S.R., Grace J. e Hutchings N.J., 1995. Observations of turbulent air flow in three stands of widely spaced Stika spruce. *Agricultural and Forest Meteorology* 74, 205-225
- Hinze J.O., 1959. *Turbulence An Introduction to Its Mechanism and Theory*. McGraw-Hill Book Company
- Högström U., 1988. Non-Dimensional Wind and Temperature Profiles in the Atmospheric Surface Layer: A Re-Evaluation. *Boundary Layer Meteorology* 42, 58-78

- Högström U., Bergström H., Smedman A., Halldrin S. e Lindroth A., 1989. Turbulent Exchange Above a Pine Forest, I: Fluxes and Gradients. *Boundary Layer Meteorology* 49, 197-217
- Horst T.W., 1997. A Simple Formula for Attenuation of Eddy Fluxes Measured with First-Order-Response Scalar Sensors. *Boundary Layer Meteorology* 82, 219-233
- Horst T.W., 2000. On Frequency Response Corrections for Eddy Covariance Flux Measurements. *Boundary Layer Meteorology* 94, 517-520
- Incropera F.P. e Witt D.P., 1990. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. 3rd ed., John Wiley & Sons
- Jaeger L., 1985. Estimations of Surface Roughness and Displacement Heights Above a Growing Pine Forest From Wind Profile Measurements Over a Period of Ten Years. Em: *The Forest-Atmosphere Interaction* (ed. B.A. Hutchinson e B.B. Hichs) 71-90. Reidel Publishing Company
- Jaeger L. e Kessler A., 1997. Twenty Years of Heat and Water Balance Climatology at the Hartheim Pine Forest, Germany. *Agricultural and Forest Meteorology* 84, 25-36
- Jarvis P.G., James G.B. e Landsberg J.J., 1976. Coniferous Forest. Em: *Vegetation and Atmosphere, Vol.II* (ed. J.L. Monteith) 171-240. Academic Press
- Jarvis P.G. e McNaughton K.J., 1986. Stomatal Control of Transpiration: Scaling up From Leaf to Region. *Advances in Ecological Research* 15, 1-48
- Kaimal J.C., 1991. Time Series Tapering For Short Data Samples. *Boundary Layer Meteorology* 57, 187-194
- Kaimal J.C., Wyngaard J.C., Izumi Y. e Côté O.R., 1972. Spectral Characteristics of Surface Layer Turbulence. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 98, 563-589
- Kaimal J.C. e Gaynor J.E., 1991. Another Look at Sonic Thermometry, *Boundary Layer Meteorology* 56, 401-410
- Kaimal J.C. e Finnigan J.J., 1994. *Atmospheric Boundary Layer Flows. Their Structure and Measurement*. Oxford University Press

- Kelliher F.M., Whitehead D., Mcaneney K.J. e Judd M.J., 1990. Partitioning Evapotranspiration Into Tree and Understorey Components in Two Young *Pinus Radiata* D. Don Stands. *Agricultural and Forest Meteorology* 50, 211-227
- Kelliher F.M., Leuning R., Raupach M.R. e Shulze E.D., 1995. Maximum Conductances for Evaporation from Global Vegetation Types. *Agricultural and Forest Meteorology* 73, 1-16
- Kelliher F.M., Hollinger D.Y., Schultze E.-D., Vygodskaya N.N., Byers J.N., Hunt J.E., McSeveny T.M., Milukova I., Sogatceh N.N., Varlargin A., Ziegler W., Arneth A. e Bauer G., 1997. Evaporation from an Eastern Siberian Larch Forest. *Agricultural and Forest Meteorology* 85, 135-147
- Kruijt B., Malhi Y., Nobre A.D., Miranda A.C., Pereira M.G.P., Culf A. e Grace J., 2000. Turbulence Statistics Above and Within Two Amazon Rain Forest Canopies. *Boundary Layer Meteorology* 94, 297-331
- Lamaud E., Ogée J., Brunet Y. e Berbigier P., 2001. Validation of Flux Measurements Above the Understorey of a Pine Forest. *Agricultural and Forest Meteorology* 106, 187-203
- Landsberg J.J. e Jarvis P.G., 1973. *Journal of Applied Ecology* 10, 645-655
- Laubach J. e McNaughton K., 1998. A Spectrum-Independent Procedure for Correcting Eddy Fluxes Measured with Independent Sensors. *Boundary Layer Meteorology* 89, 445-467
- Laubach J., Raschendorfer M., Kreilein H. e Gravenhorst, G. 1994. Determination of Heat and Water Vapour Fluxes Above a Spruce Forest by Eddy Correlation. *Agricultural and Forest Meteorology* 71, 373-401
- Leclerc M.Y., Beissner K.C., Shaw R.H., Hartog G. Den e Neumann H.H., 1990. The Influence of Atmospheric Stability on the Budgets of Reynolds Stress and Turbulent Kinetic Energy Within and Above a Deciduous Forest. *Journal of Applied Meteorology* 29, 916-933
- Lee X., 1996. Turbulence Spectra and Eddy Diffusivity Over Forests. *Journal of Applied Meteorology* 35. 1307-1318

- Lee X. e Black T.A., 1993a. Atmospheric Turbulence Within and Above a Douglas Fir Stand. Part I: Statistical Properties of the Velocity Field. *Boundary Layer Meteorology* 64, 149-174
- Lee X. e Black T.A., 1993b. Atmospheric Turbulence Within and Above a Douglas Fir Stand. Part II: Eddy Fluxes of Sensible Heat and Water Vapour. *Boundary Layer Meteorology* 64, 369-389
- Leuning R., Denmead O.T., Lang R.G. e Ohtaki E., 1982. Effects of Heat and Water Vapor Transport on Eddy Covariance Measurement of CO<sub>2</sub> Fluxes. *Boundary Layer Meteorology* 23, 209-222
- Lindroth A., 1985. Seasonal and Diurnal Variation of Energy Budget Components in Coniferous Forests. *Journal of Hydrology* 82, 1-15
- Liu X., Tsukamoto O., Oikawa T. e Ohtaki E., 1998. A Study of Correlations of Scalar Quantities in the Atmospheric Surface Layer. *Boundary Layer Meteorology* 87, 499-508
- Lynn P.A., 1985. *An Introduction to Analysis and Processing of Signals*. Macmillan Publishers Ltd
- Lynn P.A e Fuerst W., 1998. *Introductory Signal Processing with Computer Applications*. 2nd Edition, John Wiley
- Maitani T., 1977. Vertical Transport of Turbulent Kinetic Energy Over a Paddy Field. *Boundary Layer Meteorology* 12, 405-423
- Maitani T., 1978. On the Downward Transport of Turbulent Kinetic Energy in the Surface Layer Over Plant Canopies. *Boundary Layer Meteorology* 14, 571-584
- Maitani T. e Seo T., 1985. Estimates of Velocity-Pressure and Velocity-Pressure Gradient Interactions in the Surface Layer over Plant Canopies. *Boundary Layer Meteorology* 33, 51-60
- Mcaughey J.H., 1985. A Radiation and Energy Balance Study of Mature Forest and Clear-Cut Sites. *Boundary Layer Meteorology* 32, 1-24

- Mcaughey J.H. e Saxton W.L., 1988. Energy Balance Storage Terms in a Mixed Forest. *Agricultural and Forest Meteorology* 44, 1-18
- McMillen R.T., 1988. An Eddy Correlation Technique With Extended Applicability to Non-Simple Terrain. *Boundary Layer Meteorology* 43, 231-245
- McNaughton K.G. e Jarvis P.G., 1991. Effects of Spatial Scale on Stomatal Control of Transpiration. *Agricultural and Forest Meteorology* 54, 279-301
- Mihailovic D.T., Branislava L., Rajkovic B. e Arsenic I., 1999. A Roughness Sublayer Profile Above a Non-Uniform Surface. *Boundary Layer Meteorology* 93, 425-451
- Mölder M., Grelle A., Lindroth A. e Halldrin S., 1999. Flux Profile Relationships over a Boreal Forest-Roughness Sublayer Corrections. *Agricultural and Forest Meteorology* 98-99, 645-658
- Moncrieff J.B., Massheder J.M., de Bruin H., Helbers J., Friborg T., Heunkveld B., Kabat P., Scott S., Soegaard H. e Verhoef A., 1997. A System to Measure Surface Fluxes of Momentum, Sensible Heat, Water Vapour and Carbon Dioxide. *Journal of Hydrology* 188-189, 589-611
- Monteith J.L. e Unsworth M.H., 1990. *Principles of Environmental Physics*. 2nd. Ed., Edward Arnold
- Moore C.J., 1986. Frequency Response Corrections for Eddy Correlation Systems. *Boundary Layer Meteorology* 37, 17-35
- Moore C.J. e Fisch G., 1986. Estimating Heat Storage in Amazonian Tropical Forest. *Agricultural and Forest Meteorology* 38, 147-169
- Morecroft M.D., Taylor M.E. e Oliver H.R., 1998. Air and Soil Microclimates of Deciduous Woodland Compared to an Open Site. *Agricultural and Forest Meteorology* 90, 141-156
- Morton F.I., 1984. What Are the Limits of Forest Evaporation? *Journal of Hydrology* 74, 373-398
- Natividade J.V., 1950. *Subercultura*. Direcção Geral das Florestas

- Nunes J.M.V., 1998. *Trocas de Massa e Energia em Cobertos Vegetais*. Tese de Mestrado, Universidade Técnica de Lisboa, Instituto Superior Técnico, Lisboa
- Ogée J., Lamaud E., Brunet Y., Berbigier P. e Bonnefond J.M., 2001. A long-term Study of Soil Heat Flux Under a Forest Canopy. *Agricultural and Forest Meteorology* 106, 173-186
- Oke T.R., 1992. *Boundary Layer Climates*. 2nd Edition, Routledge
- Panořky H.A., 1974. The Atmospheric Boundary Layer Below 150 meters. *Annual Review of Fluid Mechanics* 6, 147-177
- Panořky H.A. e Dutton J.A., 1984. *Atmospheric Turbulence, Models and Methods for Engineering Applications*. J.Wiley
- Páscoa F. e Silva R., 1986. Produto de Podas em Sobreiro: Tabelas de Biomassa, Em: *1º Encontro sobre Montados de Sobreiro e Azinho (ed. Sociedade Portuguesa de Ciências Florestais, Liga para a Protecção da Natureza e Grupo Universitário de Évora de Estudos de Ambiente)*
- Pattey E., Desjardins R.L. e Amour G.-St., 1997. Mass and Energy Exchanges Over a Black Spruce Forest During Key Periods of BOREAS 1994. *Journal of Geophysical Research* 102, 28967-28975
- Rannik Ü. e Vesala T., 1999. Autoregressive Filtering Versus Linear Detrending in Estimation of Fluxes by the Eddy Covariance Method. *Boundary Layer Meteorology* 91, 259-280
- Rannik Ü., Aubinet M., Kurbanmuradov O., Sabel'eld K.K., Markkanen T. e Vesala T., 2000. Footprint Analysis For Measurements Over a Heterogeneous Forest. *Boundary Layer Meteorology* 97, 137-166
- Rauner J.L., 1976. Deciduous Forests. Em: *Vegetation and Atmosphere, Vol. II (ed. J.L.Monteith)* 241-264. Academic Press
- Raupach M.R., 1979. Anomalies in flux-gradient relationships over forest. *Boundary Layer Meteorology* 16, 467-486

- Raupach M.R., 1989. A Practical Lagrangian Method for Relating Scalar Concentrations in Vegetation Canopies. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 115, 609-632
- Raupach M.R. e Shaw R.H., 1982. Averaging Procedures for Flow Within Vegetation Canopies. *Boundary Layer Meteorology* 22, 79-90
- Raupach M.R. e Thom A.S., 1981. Turbulence in and Above Plant Canopies. *Annual Review of Fluid Mechanics* 13, 97-129
- Raupach M.R., Thom A.S. e Edwards I., 1980. A Wind Tunnel Study of Turbulent Flow Close to Regularly Arrayed Plant Canopies. *Boundary Layer Meteorology* 18, 373-397
- Schuepp P.H., Leclerc M.Y., Macpherson J.I. e Desjardins R.L., 1990. Footprint Prediction of Scalar Fluxes From Analytical Solutions of the Diffusion Equation. *Boundary Layer Meteorology* 50, 355-373
- Shaw R., 1985. On Diffusive and Dispersive Fluxes in Forest Canopies. Em: *The Forest-Atmosphere Interaction*, (ed. B.A. Hutchinson e B.B. Hicks) 407-419. Reidel Publishing Company
- Shaw R.H., U. Paw K.T., Zhang X.J., Gao W., Hartog G. Den e Neumann H.H., 1990. Retrieval of Turbulent Pressure Fluctuations at the Ground Surface Beneath a Forest. *Boundary Layer Meteorology* 50, 319-338
- Shaw R.H., Hartog G. Den e Neumann H.H., 1988. Influence of Foliar Density and Thermal Stability on Profiles of Reynolds Stress and Turbulence Intensity in a Deciduous Forest. *Boundary Layer Meteorology* 45, 391-409
- Shuttleworth W.J., 1989. Micrometeorology of Temperate and Tropical Forest. Em: *Forests, Weather and Climate - Proceedings of Royal Society Discussion Meeting* (ed. P.G. Jarvis, J.L. Monteith, W.J. Shuttleworth, e M.H. Unsworth) 299-334. Philosophical Transactions of the Royal Society of London
- Shuttleworth W.J., Gash J.H.C., Lloyd C.R., Moore C., Roberts J., Filho A.O.M., Fisch G., Filho V. De P.S., Ribeiro M.N.G., Molion L.C.B., Sá L.D.A., Nobre J.C.A., Cabral O.M.R., Patel S.R. e Moraes J.C., 1984. Eddy Correlation Measurements of Energy Partition for Amazonian Forest. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 110, 1143-1162

- Simpson I.J., Thurtell G.W., Neumann H.H., Hartog G. Den e Edwards G.C., 1998. The Validity of Similarity Theory in the Roughness Sublayer Above Forests. *Boundary Layer Meteorology* 87, 69-99
- Stewart J.B. e Thom A.S., 1973. Energy Budgets in Pine Forest. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 99, 154-170
- Stewart J.B., de Bruin H.A.R., 1985. Preliminary Study of Dependence of Surface Conductance of Thetford Forests on Environmental Conditions. Em: *The Forest-Atmosphere Interaction (ed. B.A. Hutchinson e B.B. Hichs) 91-104*. Reidel Publishing Company
- Stull R.S., 1991. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Publishers
- Sutton O.G., 1953. *Micrometeorology*. McGraw-Hill
- Tan C.S. e Black T.A., 1976. Factors Affecting the Canopy Resistance of a Douglas Fir Forest. *Boundary Layer Meteorology* 10, 475-488
- Tanner B.D., Swiatek E. e Greene J.P., 1993. Density Fluctuations and Use of the Krypton Hygrometer in Surface Flux Measurements. Em: *Management of Irrigation and Drainage Systems. (Workshop of the Irrigation and Drainage Div./ASCE, July 21-23, Park City, Utah)*
- Tennekes H. e Lumley J.L., 1980. *A First Course in Turbulence*. MIT Press
- Thom A.S., 1975. Momentum, Mass and Heat Exchange of Plant Communities. Em: *Vegetation and Atmosphere, Vol I (ed. J.L. Monteith) 57-109*. Academic Press
- Thom A.S., Stewart J.B., Oliver H.R. e Gash J.H.C., 1975. Comparison of Aerodynamic and Energy Budget Estimates of Fluxes Over a Pine Forest. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 101, 93-105
- Tomé M., Coelho M.B., Lopes F. e Pereira H., 1999. Modelo de Produção para o Montado de Sobro em Portugal. Em: *Biometria Florestal - Modelos de produção disponíveis em Portugal., Biometria Florestal*. Universidade Técnica de Lisboa, Instituto Superior de Agronomia, Lisboa

- Valente F.M.R.T., 1999. *Intercepção da precipitação em povoamentos esparsos. Modelação do processo e características aerodinâmicas dos cobertos molhados*. Tese de Doutoramento, Universidade Técnica de Lisboa, Instituto Superior de Agronomia, Lisboa
- Ventura J., 1992. *Curso Livre sobre Propagação de Fogos Florestais*. Instituto Superior Técnico, Lisboa
- Verma B.V., Baldocchi D.D., Anderson D.A., Matt D.R. e Clement R.J., 1986. Eddy Fluxes of CO<sub>2</sub>, Water Vapor and Sensible Heat Over a Deciduous Forest. *Boundary Layer Meteorology* 36, 71-91
- Vogt R. e Jaeger L., 1990. Evaporation From a Pine Forest-Using the Aerodynamic Method and Bowen Ratio Method. *Agriculture and Forest Meteorology* 50, 39-54
- Webb E.K., Pearman G.I. e Leuning R., 1980. Correction of Flux Measurements for Density Effects Due to Heat and Water Vapor Transfer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 106, 85-100
- Wieringa J., 1980. A Revaluation of the Kansas Mast Influence on Measurements of Stress and Cup Anemometer Overspeeding. *Boundary Layer Meteorology* 18, 411-430
- Wyngaard J.C., 1981. The Effects of Probe-Induced Flow Distortion on Atmospheric Turbulence Measurements. *Journal of Applied Meteorology* 20, 784-794
- Wyngaard J.C., 1988. Flow Distortion Effects on Scalar Flux Measurements in the Surface Layer: Implications for Sensor Design. *Boundary Layer Meteorology* 42, 19-26
- Wyngaard J.C. e Coté O.R., 1971a. The Budgets of Turbulent Kinetic Energy and Temperature Variance in the Atmospheric Surface Layer. *Journal of the Atmospheric Science* 28, 190-201
- Wyngaard J.C., Coté O.R. e Izumi Y., 1971b. Local Free Convection, Similarity, and the Budgets of Shear Stress and Heat Flux. *Journal of the Atmospheric Sciences* 28, 1171-1182