

Caracterização do Escoamento e Fluxo Atmosférico de Calor Latente em Montado de Sobreiro

Abel Martins Rodrigues* e Gabriel Paulo Alcântara Pita**

*Investigador Auxiliar

Estação Florestal Nacional. Departamento de Silvicultura e Produtos Florestais,
Av. da República, Quinta do Marquês, 2780-149 OEIRAS

**Professor Auxiliar

Instituto Superior Técnico. Departamento de Engenharia Mecânica, Av. Rovisco
Pais, 1049-001 LISBOA

Sumário. A partir de medição, em torre de observação agronómica em montado de sobreiro, das variáveis micrometeorológicas usuais e do regime turbulento de flutuações de componentes de velocidade do vento e temperatura do ar, procedeu-se a uma caracterização dos parâmetros aerodinâmicos e, por inspecção da equação de Penman-Monteith, da respectiva influência no regime de evapotranspiração, bem como a uma análise do escoamento turbulento nos domínios do tempo e frequência. O valor médio diário total da razão entre os resultados do fluxo turbulento de calor latente e de evapotranspiração de equilíbrio, foi de 0,44, característico de um coberto florestal seco. O factor de acoplamento médio de 0,18 foi indicativo do predomínio de condições do regime de evaporação imposta, com forte dependência ao défice de pressão de vapor da atmosfera e à resistência de coberto. 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 para controlo da transpiração. Os espectros das componentes da velocidade e temperatura do ar, aproximaram-se razoavelmente das funções empíricas normais. Os declives das curvas espectrais na subgama inercial, obedeceram à lei de potência de $-2/3$. Os valores calculados das escalas médias eulerianas integrais de comprimento a partir da função de autocorrelação, adimensionalizados à altura das árvores, foram de 8,65 e 0,69 para as componentes horizontal e vertical da velocidade do vento. Os valores calculados para as escalas médias de tempo correspondentes são de 12 e 0,96 s. A aplicação do método dos quadrantes confirmou a importância dos fenómenos intermitentes de ejeção e rajada no transporte descendente de momento.

Palavras chave: montado; potência espectral; acoplamento; escalas de tempo e comprimento

Abstract. At an observation tower in a cork oak stand, experimental measurements were made of the usual micrometeorological variables and of the turbulent fluctuations of wind velocity components and air temperature, in order to characterize their influence on the evapotranspiration regime and, by inspection of the Penman-Monteith equation, as well as time and frequency domain analysis of turbulent flow. The total mean daily ratio between the latent heat flux and equilibrium evapotranspiration was 0.44, typical of a dry canopy. The mean daily value of the coupling coefficient was 0.18, representative of an imposed evaporation, with a strong dependence on atmospheric humidity and canopy resistance. Canopy resistance

increased during the afternoon, with an increasing atmospheric vapor pressure deficit, indicating a partial stomatal closure. The spectra of air temperature and velocity components fitted well with the usual empirical functions. The slopes of spectral curves followed the $-2/3$ power law in the inertial subrange. The calculated mean integral eulerian length scales, relating to tree heights, calculated from autocorrelation functions, for the horizontal and vertical velocity components of wind velocity, were 8.65 and 0.69. Their corresponding time scales were 12 and 0.96 s. An application of the quadrant method confirmed the importance of intermittent sweeps and ejections, in the descendent transport of horizontal momentum.

Key words: cork oak stand; power spectra; coupling; time and length scales

Résumé. À partir du mesurage, dans une tour d'observation agronomique, dans un peuplement de chêne-liège, des variables micrométéorologiques usuelles et du régime turbulent de fluctuations des composants de vitesse du vent et température de l'air, on a fait une caractérisation des paramètres d'aérodynamique, et par l'analyse de l'équation Penman-Monteith de la respective influence sur le régime d'évapotranspiration, ainsi qu'une analyse de l'écoulement turbulent dans les domaines du temps et de fréquence. La valeur moyenne quotidienne totale de la raison entre les résultats du flux turbulent de chaleur latente et de l'évapotranspiration de bilan a été 0.44, caractéristique d'un peuplement forestier sec. Le facteur de couplage moyen de 0.18 a été indicatif de la prédominance de conditions de régime d'évaporation imposée, ayant une grande dépendance du déficit de pression de vapeur de l'atmosphère et de la résistance du couvert. Les valeurs de résistance du couvert ont augmenté au cours des périodes de l'après-midi, avec l'accroissement du déficit de pression de vapeur, en indiquant une fermeture partielle des stomates pour le contrôle de la transpiration.

Les spectres des composants de la vitesse et température de l'air s'approchent raisonnablement des fonctions empiriques normales. Les déclives des courbes spectrales dans la sous-gamme inertielle ont obéi à la loi de la puissance de $-2/3$. Les valeurs calculées des échelles moyennes de eulériennes intégrales de longueur à partir de la fonction d'autocorrélation, dimensionnés à la hauteur des arbres ont été de 8.65 et 0.69 pour les composants horizontal et vertical de la vitesse du vent. Les valeurs calculées pour les échelles moyennes de temps correspondantes sont de 12 et 0.96 s. L'application de la méthode des quadrants a confirmé l'importance des phénomènes intermittents d'éjection et de rafale dans le transport descendant de moment.

Mots clés: peuplements de chêne-liège; puissance spectrale; couplage; échelles de temps et longueur

Introdução

Uma ferramenta essencial para um melhor conhecimento da dinâmica das relações solo-planta-atmosfera, é a proporcionada pela utilização de técnicas de medição directa dos parâmetros micrometeorológicos e dos fluxos atmosféricos de calor e massa nos ecossistemas florestais pelo método de covariância turbulenta. No presente artigo são apresentados resultados sobre

o regime de evapotranspiração do montado de sobro, caracterização do escoamento turbulento em termos de análise espectral, funções de autocorrelação das componentes da velocidade do vento, escalas de tempo e comprimento e balanço adimensional de energia cinética. Este artigo, constitui a segunda parte da Dissertação da Tese de Doutoramento em Eng. do Ambiente "Fluxos de Momento, Massa e Energia na Camada Limite Atmosférica em

Montado de Sobro". Na primeira parte (RODRIGUES e PITA, 2003), foi feita a descrição das metodologias experimentais e apresentados os resultados relativos às componentes do balanço energético à caracterização microclimática e aerodinâmica, bem como a descrição dos procedimentos de correcção e controlo da qualidade dos dados.

Caracterização da evapotranspiração por análise da equação de Penman-Monteith

JARVIS e McNAUGHTON (1986), para análise do regime de evapotranspiração dos ecossistemas florestais, em termos da dependência do fluxo de calor latente ao estado de humidade atmosférica e à radiação disponível, procederam à manipulação algébrica da equação de Penman-Monteith (eq. 28 de RODRIGUES e PITA, 2003), da seguinte forma:

$$LE = \Omega \frac{\Delta(R_n - G)}{\Delta + \gamma} + (1 - \Omega) \frac{L\{e_s(T(z)) - e(z)\}}{r_{aM} + r_c} \quad (1)$$

sendo introduzido, por esta forma de escrita, um novo termo Ω , designado por factor de desacoplamento (decoupling factor) por diversos autores. Como indicado em RODRIGUES e PITA (2003), as resistências de coberto r_c e aerodinâmica r_{aM} , são obtidas, respectivamente, por inversão da equação de Penman-Monteith e pela razão $u(z)/u_*^2$. O factor Ω deriva, (JARVIS e McNAUGHTON (1986)), da análise da variação relativa da resistência do coberto, relativamente à variação relativa de fluxo de calor latente. Neste trabalho, optaremos pela designação de factor de acoplamento dada por BALDOCCHI (1994). Os restantes parâmetros da equação estão descritos em RODRIGUES e PITA, (2003).

O factor de acoplamento Ω , factor regulador da partição na equação (1),

entre as evaporações de equilíbrio e imposta, é definido da seguinte forma:

$$\Omega = (\Delta/\gamma + 1) / (\Delta/\gamma + 1 + (r_c/r_a)) \quad (2)$$

Pela expressão (2), pode desde logo inferir-se o papel determinante da resistência de coberto, enquanto agente condicionante do factor de acoplamento Ω , para cobertos do tipo florestal, caracterizados por elevados valores de r_c e baixos valores de r_a . O factor Ω é de ordem aproximadamente unitária em superfícies lisas e bem providas de água. O referido factor 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 e UNSWORTH (1990), referem valores de Ω variando entre 0,1 e 0,2 em florestas (forte acoplamento) e 0,8 e 0,9 para cobertos mais baixos.

A equação (1) introduz os conceitos de evapotranspiração de equilíbrio LE_{eq} e evapotranspiração imposta, LE_i . A evapotranspiração de equilíbrio é definida por BALDOCCHI (1994), do seguinte modo:

$$LE_{eq} = \frac{\Delta}{\Delta + \gamma} (R_n - G) \quad (3)$$

A equação (3) corresponde ao primeiro termo do lado direito da equação (1), quando $\Omega = 1$. Segundo MONTEITH e UNSWORTH (1990), o termo de evapotranspiração de equilíbrio, ΩLE_{eq} , na equação (1), corresponde à taxa de evapotranspiração que ocorreria se o balanço energético de uma superfície fosse dominado pelo termo radiativo, da equação de Penman-Monteith, sem qualquer relação com as condições atmosféricas.

A condição de evapotranspiração potencial, LE_{pot} , traduz a situação de evaporação máxima no caso extremo de

uma superfície uniformemente húmida, a qual, para MONTEITH e UNSWORTH (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. Uma equação que relaciona as condições de evaporação potencial e de equilíbrio, é a equação de Priestley-Taylor, indicada por exemplo em VOGT e JAEGER (1990), que basicamente se pode escrever:

$$LE_{pot} = 1,26 LE_{eq} \quad (4)$$

A explicação mais profunda deste conceito de evaporação de equilíbrio, complementar à acima indicada, é apresentada por autores citados em MONTEITH e UNSWORTH (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. O referido tratamento matemático baseia-se no pressuposto 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 ao nível da camada de fluxo constante.

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 que indicam razões LE/LE_{eq} entre 0,24 e 0,36, em cobertos florestais, nas condições de secura indicadas.

A quantidade complementar $(1-\Omega)LE_i$, correspondente ao segundo termo do lado direito da equação (1), denominada 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 $\rho c_p (e_s(T(z)) - e(z))/r_{aM}$, quando o valor de r_{aM} é muito baixo, em situações de vento forte e cobertos rugosos do tipo florestal. A analogia eléctrica pode ser aplicada ao segundo termo do lado direito da equação (1), 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.

Caracterização do escoamento turbulento na camada superficial

Os escoamentos atmosféricos são de natureza turbulenta. Num escoamento turbulento as partículas de fluido apresentam movimento desordenado com forte interacção entre si, não sendo possível uma reprodução experimental, detalhada, dos respectivos campos de velocidades. O parâmetro adimensional normalmente utilizado para definir a natureza laminar ou turbulenta dum escoamento é o número de Reynolds Re :

$$Re = \frac{\rho u x}{\mu} \quad (5)$$

sendo ρ a massa específica do fluido, x a distância ao bordo de ataque no caso de uma placa plana, u a velocidade média do fluido e μ a respectiva viscosidade. Numa placa plana a transição de regime laminar para turbulento ocorre quando $Re > 5 \cdot 10^5$.

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 moleculares. Esses efeitos convectivos são os principais responsáveis pela grande eficiência dos processos de transferência de calor e massa em regime turbulento. Este tipo de escoamento é baseado em flutuações aleatórias de velocidade, pelo que é necessário tratar os respectivos valores instantâneos u_i em termos de velocidade média temporal $\bar{u}$ e flutuações em torno desse valor médio. O tratamento matemático da turbulência, baseado em equações diferenciais, assume alguma complexidade devido ao carácter aleatório e não linear, não sendo dispensado o recurso a informação empírica e dependendo cada padrão individual de escoamento, do ambiente local traduzido em condições iniciais e de fronteira. As tensões de corte viscosas dissipam a energia cinética dos escoamentos turbulentos, aumentando a energia interna do fluido. A manutenção das características turbulentas do escoamento, necessita pois de um mecanismo de abastecimento contínuo de energia, que permita compensar essas perdas viscosas. Este abastecimento pode ser de origem mecânica, derivado das tensões de corte no escoamento médio, ou de origem impulsiva.

Equações do balanço da energia cinética

O balanço de energia cinética turbulenta, por unidade de massa, permite caracterizar o contexto energético dos processos de produção, transporte e perda. Na camada de fluxo constante a energia cinética turbulenta é de origem mecânica se derivada de tensões tangenciais no escoamento médio e/ou de origem térmica se 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.

Em RODRIGUES (2002) é indicada a equação relativa ao balanço da variância das flutuações das componentes da velocidade do vento (equação 4-29 dessa referência) com base na qual se podem deduzir as equações de energia cinética:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{e}}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j} = & \underbrace{\delta_{i3}}_{\text{I}} \underbrace{u_i'}_{\text{I}} \underbrace{\left(\frac{\theta_v'}{\theta_v} \right) g}_{\text{III}} = - \underbrace{\frac{\partial (\overline{u_j' e})}{\partial x_j}}_{\text{IV}} - \underbrace{\left(\frac{1}{\rho} \right)}_{\text{V}} \\ & \underbrace{\frac{\partial (\overline{u_i' p'})}{\partial x_i}}_{\text{V}} - \underbrace{u_i' u_j'}_{\text{VI}} \underbrace{\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}}_{\text{VII}} - \varepsilon \end{aligned} \quad (6)$$

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 de 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. Neste termo θ_v é a denominada temperatura potencial virtual; 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. Essas flutuações estão associadas a fenômenos como, por exemplo, 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.

A temperatura potencial virtual é definida como a temperatura a que uma massa de ar seca deve estar sujeita para que o seu peso específico seja igual ao de uma massa de ar húmido à pressão de referência de 100 Kpa. Uma expressão para θ_v é dada por STULL (1991):

$$\theta_v = (T + (g/c_p)z)(1 + 0,61r) \quad (7)$$

em que T é a temperatura absoluta do ar ($^{\circ}\text{K}$), g a aceleração da gravidade, c_p o calor específico do ar a pressão constante, z a cota vertical e r a razão de mistura do vapor de água no ar.

Pela escolha de um sistema alinhado com a direcção do vento, em condições de homogeneidade horizontal e velocidade vertical média nula, a equação (6) virá:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(e)}{\partial t} = & \underbrace{\frac{g}{\theta_v} \left(\overline{u_3' \theta_v'} \right)}_{\text{I}} - \underbrace{\frac{\partial(\overline{u_3' e})}{\partial x_3}}_{\text{III}} - \underbrace{\left(\frac{1}{\rho} \right)}_{\text{IV}} \underbrace{\frac{\partial(\overline{u_3' p'})}{\partial x_3}}_{\text{V}} - \\ & \underbrace{\overline{u_1' u_3'}}_{\text{VI}} \underbrace{\frac{\partial \overline{U_1}}{\partial x_3}}_{\text{VII}} - \varepsilon \end{aligned} \quad (8)$$

No trabalho de LECLERC *et al.* (1990), são indicados resultados 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, de sinal positivo, relativo à produção mecânica de energia cinética. O valor positivo do termo VI, resulta da aplicação do sinal negativo ao fluxo vertical de momento $\overline{u_1' u_3'}$, o qual é normalmente negativo, pois ocorre em sentido descendente.

Em condições de instabilidade e neutralidade térmica, o fluxo de energia cinética turbulenta, dado pela equação (8), no coberto florestal, é ascendente na camada de ar acima do copado. Os resultados de LECLERC *et al.* (1990) e de WYNGAARD e COTÉ (1971), são indicativos 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 e FINNIGAN (1994) de exportação ascendente de energia cinética.

Em condições de neutralidade térmica, sem ocorrência de produção e transporte de energia por efeitos de impulsão e levando em linha de conta, de acordo com TENNEKES e LUMLEY (1980) e WYNGAARD e COTÉ (1971) que, em tais condições, os componentes de redistribuição de pressão são de soma nula, podemos considerar, como KAIMAL e FINNIGAN (1994), que na equação (6) a produção mecânica turbulenta é equilibrada pela dissipação viscosa, ε :

$$\varepsilon = - \overline{u_1' u_3'} \frac{\partial \overline{U_1}}{\partial x_3} \quad (9)$$

A partir da igualdade seguinte, (RODRIGUES (2002)):

$$\varepsilon = u_*^2 \frac{u_*}{k(z-d)} \quad (10)$$

em que u_* é a velocidade de fricção, k a constante de von Karman, considerada igual a 0,41 e d o plano de referência de concentração de tensões, pode escrever-se a equação (8) de modo adimensional. Para tal procede-se à multiplicação dos termos do lado direito dessa equação por $k(z-d)/u_*^3$ e consideram-se condições de estado estacionário, ($\partial \bar{e}/\partial t = 0$):

$$0 = - \frac{z-d}{L} - \frac{k(z-d)}{u_*^3} \frac{\partial(\overline{u_3' e})}{\partial x_3} - \frac{k(z-d)}{u_*^3} \left(\frac{1}{\rho} \right) \frac{\partial(\overline{u_3' p'})}{\partial x_3} + \frac{k(z-d)}{u_*} \frac{\partial \overline{U_1}}{\partial x_3} - \frac{k(z-d)\varepsilon}{u_*^3} \quad (11)$$

II III IV V VI

ou:

$$0 = - \frac{z-d}{L} - \phi_t - \phi_p + \phi_M - \phi_\varepsilon \quad (12)$$

II III IV V VI

sendo L o comprimento de Monin-Obukhov:

$$L = \frac{u_*^2 T}{kgT_*} \quad (13)$$

sendo T_* a temperatura de fricção, definida pela equação (19) de RODRIGUES e PITA (2003). Cada um dos termos da equação (12) corresponde a conhecidos parâmetros adimensionais, que obedecem à teoria de semelhança dinâmica de Monin-Obukhov, mencionada em RODRIGUES e PITA (2003), aplicável à estrutura da turbulência na camada de fluxo constante. As correspondentes funções de dependência à estabilidade térmica, no domínio da instabilidade térmica que é o que interessa ao presente trabalho, são indicadas em referências, como, por exemplo, KAIMAL e FINNIGAN (1994) sob as formas:

$$\phi_M = (1 + 16 |\xi|)^{(-1/4)} \quad (14)$$

$$\phi_\varepsilon = (1 + 0,5 |\xi|)^{(2/3)(3/2)} \quad (15)$$

$$\phi_t = -\xi \quad (16)$$

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 que a soma algébrica do termo IV, de transporte por pressão, com os termos V e VI é nula.

A intensidade turbulenta é um parâmetro relacionado com a energia cinética, sendo também utilizado para quantificar os níveis das flutuações em torno do escoamento médio. A intensidade da turbulência i_{ui} , é definida, por STULL (1991), pela razão entre o desvio padrão das flutuações de velocidade, u_i' , e o valor médio da velocidade horizontal:

$$i_{ui} = \sigma_{ui}/\bar{u} \quad (17)$$

A grandeza das intensidades turbulentas é ordenada do seguinte modo:

$$i_{u3} < i_{u2} < i_{u1} \quad (18)$$

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. SHAW *et al.* (1988), apresentam valores de intensidade turbulenta de 0,2 a 0,45 para povoamentos de folhosas.

O carácter intermitente do processo de transporte vertical turbulento

O escoamento na camada limite superficial é devido a vórtices de dimensões de escalas entre vários milímetros e de centenas de metros, correspondentes a várias vezes a altura

das árvores. Os vórtices de maiores dimensões conferem um carácter intermitente ao transporte turbulento, indicado em inúmeras referências como LEE e BLACK (1993a), GREEN *et al.* (1995) e WYNGAARD *et al.* (1971). 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').

A partir do sinal das flutuações u' e w' , são então definidos os quatro eventos de transporte vertical de momento:

$$\begin{aligned} i = 1, (u' > 0, w' > 0) \\ i = 2, (u' < 0, w' > 0) \\ i = 3, (u' < 0, w' < 0) \\ i = 4, (u' > 0, w' < 0) \end{aligned} \quad (19)$$

Os fenómenos respeitantes aos sucessivos quadrantes são designados como interacções ascendentes, ejeções, interacções descendentes e rajadas. O transporte turbulento vertical de momento, predominantemente descendente, é principalmente realizado pelos fenómenos de ejeção e rajada, provocados por estruturas coerentes de grandes dimensões, inerentes aos quadrantes 2 e 4. Estes fenómenos são, de acordo com autores como GAO *et al.* (1989), rápidos e de curta duração. As interacções relativas aos quadrantes 1 e 3 são responsáveis pelo transporte ascendente de momento. A contribuição de cada quadrante para o transporte vertical pode ser quantificada por uma fracção temporal, T_i , definida por:

$$T_i = \lim_{(T_a \rightarrow \infty)} \frac{1}{T_a} \int_0^{T_a} I_i dt \quad (20)$$

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. Cada fracção temporal corresponde assim à percentagem de tempo associada aos acontecimentos de cada quadrante.

Podem mencionar-se resultados apresentados por autores como LEE e BLACK (1993a), em povoamento de resinosas, indicaram que 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, referem que 40% da transferência vertical total de momento horizontal ocorreu em menos de 10% do tempo de medidas.

As escalas de dimensão Λ 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:

$$t_u = \int_0^\infty \left(\overline{u'(t)u'(t+\tau)} / \sigma_u^2 \right) d(\tau) \quad (21)$$

$$t_w = \int_0^\infty \left(\overline{w'(t)w'(t+\tau)} / \sigma_w^2 \right) d(\tau) \quad (22)$$

$$\Lambda_u = \bar{u} t_u \quad (23)$$

$$\Lambda_w = \bar{w} t_w \quad (24)$$

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, correspondendo a uma gama espectral de cinco décadas de frequência, 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 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, $ACF(\tau)$, no domínio temporal. A função $ACF(\tau)$ pode estimar-se, segundo DAMPER (1995), como:

$$ACF(\tau) = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n x(j)x(j+\tau) \quad (25)$$

em que n é o número de amostras e τ é o desfasamento temporal relativo a um número inteiro de períodos de amostragem. 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 desfasagem nula, $ACF(0)$ ou $(x(j)^2/n)$, pela equação anterior.

Sendo, contudo, $x(j)$ um campo de flutuações, resulta que a sua média $\overline{x(j)}$ é nula, pelo que a respectiva variância

$\sigma_{x(j)}^2$, virá expressa por:

$$\sigma_{x(j)}^2 = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (x(j) - \overline{x(j)})^2 = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (x(j))^2 = ACF(0) \quad (26)$$

donde se verifica que a energia total do campo arbitrário de flutuações turbulentas $x(j)$, é dado pela respectiva variância, $\sigma_{x(j)}^2$.

Autores como BLANKEN *et al.* (1998) e AMIRO (1990) usam o conhecido método de Welch para estimar a energia espectral em ecossistemas florestais. Esse método, descrito em referências como DeFATTA *et al.* (1988), fundamentam-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. Proceda-se então ao cálculo dos quadrados das transformadas discretas de Fourier dos produtos obtidos em cada bloco, obtendo o chamado periodograma modificado. A 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 e FUERST (1998) como:

$$w(n) = 0,54 + 0,46 (\cos(n\pi/M)) \quad -M \leq n \leq M \quad (27)$$

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.

Considerando a definição do parâmetro de velocidade de fricção em condições de neutralidade térmica, apresentada por MONTEITH e UNSWORTH (1990):

$$u_*^2 = \overline{(u'^2)} = \overline{(w'^2)} \quad (28)$$

pode igualar-se a variância estatística, que por (26) iguala no domínio temporal a energia total no sinal, ao integral da densidade de energia espectral, $S_x(n)$, estendido a toda a gama de frequências:

$$\sigma_{x(j)}^2 = \int_0^\infty S_x(n) dn \approx x_*^2 \quad (29)$$

A equação (29) constitui uma síntese da energia total do escoamento a partir dos componentes distribuídos por toda a gama de 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.

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, cujas escalas de comprimento Λ_u e Λ_w podem ser obtidas pelas equações (23) e (24), é a principal responsável pelos fenómenos de transporte turbulento.

Para autores como BLANKEN *et al.* (1998) e GREEN *et al.* (1995), a escala Λ_u é da ordem da altura de várias vezes a altura das árvores, h_c , portanto de

dimensões compreendidas entre uma a várias dezenas de metros. Estes vórtices de produção são de maior dimensão ou maior comprimento de onda e anisotrópicos. Os mesmos autores referem para a escala Λ_w um valor da ordem de h_c . A microescala de Kolmogorov, η , de dimensões da ordem de 1 mm, 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.

Para BLACKADAR (1997), 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 frequência mais baixas. 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 em tais condições os vórtices de maiores dimensões são mais inibidos.

A subgama espectral inercial corresponde aos níveis médios de frequências e com características isotrópicas, a que se verifica uma convergência das curvas espectrais correspondentes a distintas situações de estabilidade térmica, em 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.

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:

$$\frac{nS_u(n)}{u_*^2} = \frac{102f_k}{(1+33f_k)^{5/3}} \quad (30)$$

$$\frac{nS_w(n)}{u_*^2} = \frac{2,1f_k}{(1+5,3f_k)^{5/3}} \quad (31)$$

$$\frac{nS_T(n)}{T_*^2} = \frac{53,4f_k}{(1+24f_k)^{5/3}} \quad f_k \leq 0,15 \quad (32)$$

$$\frac{nS_T(n)}{T_*^2} = \frac{24,4f_k}{(1+12,5f_k)^{5/3}} \quad f_k > 0,15 \quad (33)$$

sendo f_k a frequência adimensionalizada sob a forma $n(z-d)/\bar{u}$.

Procedimento experimental

As campanhas de aquisição de dados ocorreram em torre de observação agronómica no montado de sobreiro de Rio Frio, durante os anos de 1997, 1998 e 1999. A identificação do local, a descrição das metodologias de aquisição de dados e estimativa dos componentes do balanço energético estão indicados em

RODRIGUES e PITA (2003). Como indicado nessa referência foi dada no desenvolvimento experimental especial atenção à implementação do método de covariância turbulenta e análise da qualidade dos respectivos resultados. A caracterização do regime de evapotranspiração e interacção com ambiente físico foi feita pela inspecção da equação de Penman-Monteith, com o cálculo das razões entre os valores de fluxo de calor latente e os correspondentes da evapotranspiração de equilíbrio, obtidos pela equação (3), e determinação do factor de acoplamento pela equação (2). Esta análise foi realizada ao conjunto de 50 ficheiros em que se obtiveram simultaneamente dados das flutuações turbulentas e de perfis verticais dos campos médios de temperatura e velocidade do ar a 10, 12 e 16 m (RODRIGUES e PITA, 2003).

O cálculo da potência espectral das componentes u e w da velocidade e da temperatura do ar e das curvas de autocorrelação, em cinco ficheiros, correspondentes a séries de dados de 13 minutos, relativos aos dias 97/07/10, 98/05/27 e 98/06/05, 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 curvas de potência espectral foram comparadas com as curvas relativas às funções empíricas, (30) a (33), de LEE

(1996). As escalas de tempo e comprimento integrais foram calculadas a partir das equações (21) a (24).

O estudo das características turbulentas foi feito através do cálculo, para os cinco ficheiros indicados, pelas equações (14) a (16), dos termos da equação (12) relativa à adimensionalização do balanço de energia cinética. Para os dias 97/07/10, 98/05/27 e 98/06/05, procedeu-se ao cálculo do valor absoluto instantâneo medido de energia cinética e das intensidades turbulentas. Para os mesmos dias, procedeu-se ao cálculo das fracções temporais pela aplicação do método dos quadrantes, pela discretização da equação (20).

Resultados e discussão

Resistências aerodinâmica, de coberto, e regime de evapotranspiração

Os valores médios diários de resistência aerodinâmica variam entre 9,54 s/m e 21 s/m a 98/10/01 e 98/10/22, respectivamente, com média total de $15,19 \pm 4,36$ s/m. A Figura 1 ilustra claramente a variação inversa, dos valores médios diários de velocidade de fricção, calculada pelo método de covariância turbulenta, e de resistência aerodinâmica, obtida a partir do método aerodinâmico iterativo (RODRIGUES e PITA, 2003).

Os valores de resistência aerodinâmica são compatíveis com os apresentados por SHUTTLEWORTH *et al.* (1984), da ordem de 18 s/m, para floresta amazónica, à velocidade do vento de 3 m/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 22 s/m. LEE e BLACK (1993b), para povoamento de coníferas, indicam valores

médios de 19,5 s/m para velocidades médias de vento de 2,2 m/s, portanto um pouco mais baixas que as relativas a este trabalho. KAIMAL e FINNIGAN (1994), indicam valores de resistência aerodinâmica de 20 s/m em cobertos florestais sem carências de água no solo.

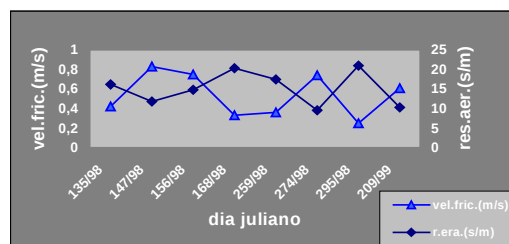


Figura 1 - Variação conjunta dos valores médios diários da velocidade de fricção (m/s) e da resistência aerodinâmica (m/s)

Os valores médios diários do parâmetro r_{cr} , obtido por inversão da equação de Penman-Monteith, estão compreendidos entre 133 e 706 s/m, a 98/05/27 e 98/09/16 respectivamente, (Quadro 1), com média total de $319,25 \pm 183,49$ s/m. Estes valores são compatíveis com os citados por referências como VERMA *et al.* (1986), que indicam resultados para povoamentos mistos de folhosas na gama entre 100 e 400 s/m. Na Figura 2 é apresentada, conjuntamente, a variação dos valores médios diários dos dois parâmetros de resistência.

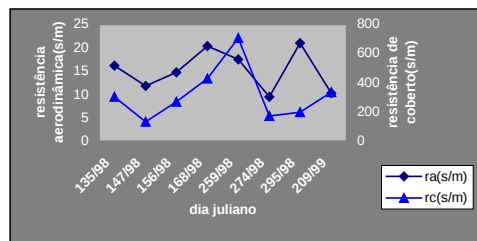


Figura 2 - Valores médios diários dos parâmetros r_a e r_c (s/m)

O reduzido volume de copado, correspondente ao carácter esparso do montado, contribuirá para a ocorrência dos valores médios mais elevados de resistência de coberto. A Figura 3, 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.

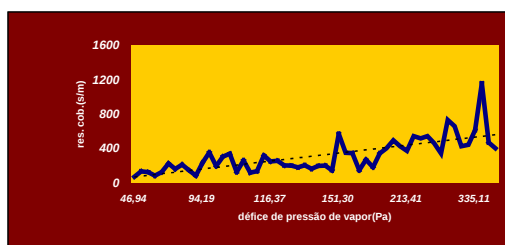


Figura 3 - Resultados globais relativos à variação do parâmetro resistência de coberto (s/m), com o défice de pressão de vapor, (*10Pa)

Os resultados das médias diárias da resistência de coberto, e do défice de pressão de vapor estão expressos no Quadro 1. Pode verificar-se que aos dias 98/06/17, 98/09/16 e 99/07/28, com maiores valores médios diários de défice de pressão de vapor de 3041 Pa, 2939 Pa e 1787 Pa da atmosfera, superiores à média, de 1614,88, correspondem os maiores valores médios diários de resistência de coberto 431 s/m, 706 s/m e 337 s/m, também superiores à respectiva média total. Pelo contrário, o dia 98/05/27, em que o valor médio de défice de pressão de vapor da atmosfera é menor, 731 Pa, é o que também corresponde o menor valor médio diário de resistência de coberto, 133 s/m.

Quadro 1 - Médias diárias dos valores,

(s/m), da resistência de coberto, e do défice de pressão de vapor, (Pa)

Dia	Resistência de coberto	ddp
98/05/15	941	305
98/05/27	731	133
98/06/05	1299	271
98/06/17	3041	431
98/09/16	2939	706
98/10/01	1001	173
98/10/22	1180	198
99/07/28	1787	337
Valor médio	1614,88	319,25
Desvio - padrão	903,79	183,49

Verificou-se igualmente uma tendência de acréscimo dos valores de resistência de coberto, durante os períodos de tarde, simultânea ao aumento do défice de pressão de vapor. Essa tendência está de acordo com autores como VERMA *et al.* (1986), que reportam, para povoamento misto de folhosas, tendências análogas de acréscimo de r_c durante a tarde. Os mesmos autores, citam referências 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. Neste contexto, a tendência ligeiramente ascendente e fortemente oscilante da influência do balanço radiativo nos valores de resistência de coberto, expressa na Figura 4, será 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 parcial dos estomas, contrariando o efeito inverso, consequente ao acréscimo de radiação disponível e são também indicativos

duma relação indirecta, referida em RODRIGUES e PITA (2003), entre o fluxo de calor latente e o balanço radiativo.

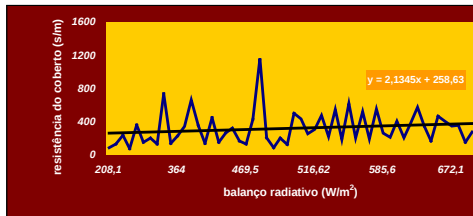


Figura 4 - Resultados globais relativos à variação do parâmetro de resistência, (s/m), de coberto com o balanço radiativo, (W/m^2)

Em termos gerais, pode depreender-se um predomínio da influência do défice 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 défice de pressão de vapor, superiores à média. A maior dependência da resistência de coberto ao défice de pressão de vapor é simultânea ao regime vigente de evapotranspiração imposta e de acoplamento entre o fluxo de calor latente e o défice de saturação da atmosfera.

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 e 0,6, com valor médio total de $0,44 \pm 0,1$. Os valores médios dessa razão, indicados na Figura 5, estão de acordo com os resultados de BALDOCCHI *et al.* (1997), para situações de ecossistemas florestais em condições secas.

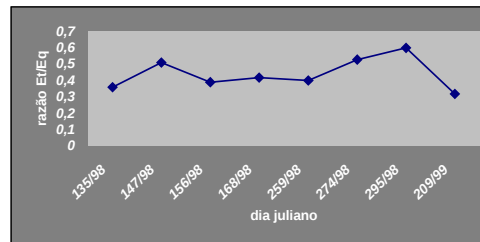


Figura 5 -Valores médios diários da razão entre o calor latente e a evapotranspiração de equilíbrio

O valores das médias diárias do factor de acoplamento do fluxo de calor latente, Ω , foram da ordem de $0,18 \pm 0,05$. Os valores indicados correspondem, segundo autores como LEE e BLACK (1993b), BALDOCCHI (1994), MONTEITH e UNSWORTH (1990), aos normais em florestas.

Em cobertos florestais esses valores de Ω correspondem, segundo MONTEITH e UNSWORTH (1990), a condições de razoável aprovisionamento 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 Ω 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.

A importância do equilíbrio entre as resistências aerodinâmica e de coberto, na manifestação dos valores do coeficiente de acoplamento, indicada na Figura 6, ressalta, p.ex., do facto de, a 98/10/22(295/98), 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. 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. 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.

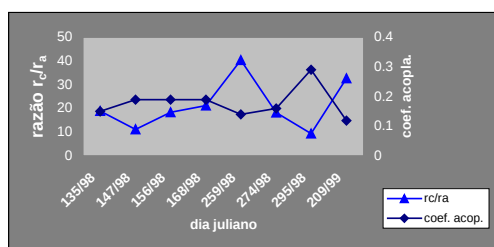


Figura 6 - Variação conjunta dos valores médios diários do coeficiente de acoplamento com a razão entre as resistências de coberto e aerodinâmica

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.

Análise do transporte turbulento

Os resultados da análise espectral das componentes u e w e da temperatura do ar estão tipificados na Figura 7, relativa ao ficheiro correspondente às 15h14m de 97/05/28.

Nas abcissas e ordenadas dessa figura, estão indicados 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 LEE (1996), correspondentes às equações (30) a (33), para comparação aos espectros experimentais. Pode verificar-se 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 gráficos da Figura 7 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 correspondentes resultados das funções de autocorrelação dos cinco estão exemplificados na Figura 8.

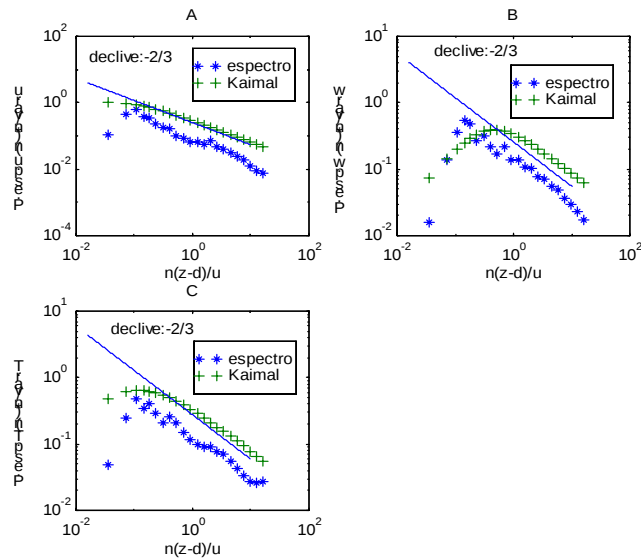


Figura 7 - Densidade espectral a 98/05/27:15h14m: A- componente u; B- componente w; C- temperatura

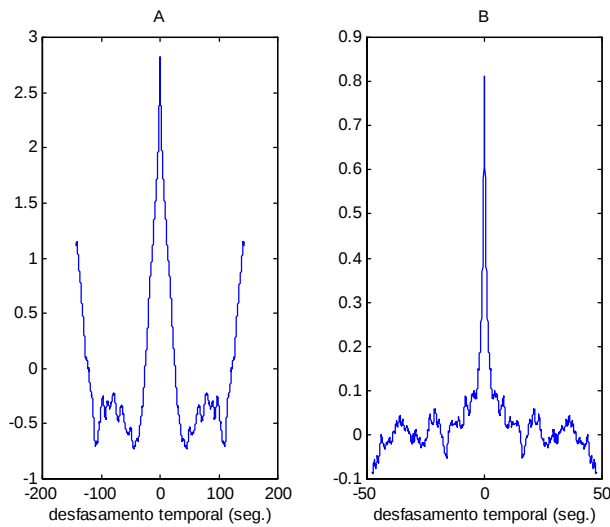


Figura 8 - Autocorrelação 98/05/27: 15h14m: A- Componente u; B- Componente w

Os resultados relativos aos termos da equação (12) do balanço adimensionalizado de energia cinética, são indicados no Quadro 2, por aplicação das equações (14) a (16).

Podem ser verificados os valores positivos dos termos IV e V da equação (12) relativos à redistribuição de energia cinética pela pressão, e à produção mecânica, e os valores negativos do termo VI de dissipação. Os termos II e III relativos à produção de energia cinética por impulsão, positiva em consequência do valor negativo de ξ , e ao transporte turbulento, equilibram-se entre si. Tal facto, de acordo com KAIMAL e FINNIGAN (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 e COTÉ (1971). 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 foram de 3,92, 3,26 e 2,52 m^2/s^2 . Tais valores enquadram-se nas gamas indica-

das por STULL (1991) e MAITANI (1977). Os valores médios correspondentes de intensidade turbulenta relativos aos componentes u_1 , u_2 e u_3 , são, 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 (18), de $i_{u3} < i_{u2} < i_{u1}$.

Os resultados relativos às fracções temporais, T_1 , T_2 , T_3 e T_4 resultantes da aplicação do método dos quadrantes equivalentes, 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. Verifica-se assim a predominância temporal 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 e BLACK (1993a), GREEN *et al.* (1995) ou BALDOCCHI e MEYERS (1988a).

Quadro 2 - Balanço adimensionalizado da energia cinética

Ficheiro	prod.impu. (II)	transp. (III)	redi.press. (IV)	prod.mec. (V)	dissip. (VI)
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
Média	0,068	-0,068	0,329	0,833	-1,161

Os valores das escalas integrais eulerianas de tempo (seg.) e comprimento (adimensionalizadas à altura das árvores) das componentes u e w , A_u e A_w , obtidas a partir das equações (23) e (24) são apresentados no Quadro 3.

As escalas médias de comprimento adimensionalizadas das componentes u e w , são respectivamente de 8,65 e 0,69. Tais valores, indicativas de estruturas coerentes de grandes dimensões, são compatíveis com informação de BLANKEN *et al.* (1998). Esses autores referem valores da ordem de várias vezes a altura das árvores para A_u e da ordem da altura das árvores para A_w . KRUIJT *et al.* (2000), em floresta amazônica, 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 (19) e (20), para as componentes u e w de 12s e 0,96 seg., respectivamente, são compatíveis com as gamas de valores médios de ordem de algumas dezenas de segundos para t_u e inferior a 10 seg. para t_w , apresentados respectivamente por BLANKEN *et al.* (1998) e BALDOCCHI e MEYERS (1988b) para ecossistemas florestais.

Para terminar, podemos pois confirmar que o trabalho experimental desenvolvido, possibilitou uma adaptação teórica experimental ao montado de sobro das metodologias bem como a generalização a esse coberto dos padrões gerais de funcionamento físico-ambiental dos ecossistemas florestais. O estudo do balanço energético revelou a existência de um padrão de evapotranspiração acoplado ao estado de humidade do ar e condicionado pela resistência do coberto e funcionamento estomático. Os factores fisiológicos, no coberto esparso, exercerão assim um papel de moderação das perdas hídricas durante o Verão. A análise espectral evidenciou uma distribuição de frequências típica, com aderência às funções empíricas estabelecidas e observação, na sugama inercial, de um declive de $(-2/3)$ nas respectivas curvas. Foi assim validada a qualidade das medições das flutuações das componentes da velocidade do ar e da temperatura. A análise conjugada nos domínios temporal e de frequência permitiu a confirmação de estruturas coerentes de grandes dimensões, principais responsáveis pelo transporte de calor e massa no ecossistema.

Quadro 3 - Escalas eulerianas de tempo e de comprimento

	esc.tem.,comp.u(seg.)	esc.comp.u/h _c	esc.tem.comp.w(seg)	esc.comp.w/h _c
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
<i>Média</i>	11,99	8,65	0,96	0,69

Bibliografia

- AMIRO, B.D., 1990. Drag Coefficients and Turbulence Spectra Within Three Boreal Forest Canopies. *Boundary Layer Meteorology* **52** : 227-246.
- BLACKADAR, A.K., 1997. *Turbulence and Diffusion in the Atmosphere*. Springer Verlag.
- BALDDOCHI, D.D., 1994. A Comparative Study of Mass and Energy Exchange Over a Close C₃ (wheat) and Open C₄ (corn) canopy: I. The Partitioning of Available Energy into Latent and Sensible Heat Exchange. *Agricultural and Forest Meteorology* **67** : 191-220.
- BALDOCCHI, D.D., MEYERS, T.P., 1988a. Turbulence Structure in a Deciduous Forest. *Boundary Layer Meteorology* **43** : 345-364.
- BALDOCCHI, D.D., 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., VOGEL, A.C., 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.
- BLANKEN, P.D., BLACK, T.A., NEUMANN, H.H., HARTOG, G. DEN, YANG, P.C., NESIC, Z., STAEBLER R., CHEN, W., NOVAK, M.D., 1998. Turbulent Flux Measurements Above and Below the Overstorey of a Boreal Aspen Forest. *Boundary Layer Meteorology* **89** : 109-140.
- 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., HODGISS, W.S., 1988. *Digital Signal Processing: A System Design Approach*. John Wiley & Sons.
- GAO, W., SHAW, R.H., U. PAW K.T., 1989. Observation of Organized Structure in Turbulent Flow Within and Above a Forest Canopy. *Boundary Layer Meteorology* **47** : 349-377.
- GREEN, S.R., GRACE, J., HUTCHINGS, N.J., 1995. Observations of turbulent air flow in three stands of widely spaced Stika spruce. *Agricultural and Forest Meteorology* **74** : 205-225.
- JARVIS, P.G., 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., FINNIGAN, J.J., 1994. *Atmospheric Boundary Layer Flows. Their Structure and Measurement*. Oxford University Press.
- KAIMAL, J.C., WYNGAARD J.C., IZUMI, Y., COTÉ, O.R., 1972. Spectral Characteristics of Surface Layer Turbulence. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **98** : 563-589.
- KRUIJT, B., MALHI, Y., NOBRE, A.D., MIRANDA, A.C., PEREIRA, M.G.P., CULF, A., GRACE, J., 2000. Turbulence Statistics Above and Within Two Amazon Rain Forest Canopies. *Boundary Layer Meteorology* **94** : 297-331.
- LECLERC, M.Y., BEISSNER, K.C., SHAW, R.H., HARTOG, G. DEN, 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., 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., 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.
- LYNN, P.A., 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.
- MONTEITH, J.L., 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.
- RAUPACH, M.R., SHAW, R.H., 1982. Averaging Procedures for Flow Within Vegetation Canopies. *Boundary Layer Meteorology* **22** : 79-90.
- RODRIGUES, A.M., 2002. *Fluxos de Momento, Massa e Energia na Camada Limite Atmosférica em Montado de Sobro*, Dissertação para a obtenção do Grau de Doutor em Engenharia do Ambiente, Instituto Superior Técnico, Universidade Técnica de Lisboa.
- RODRIGUES, A.M., PITA, G.P.A., 2003. Fluxo de Massa e Energia na Camada Limite Atmosférica em Montado de Sobro. *Silva Lusitana* **11**(1) : 31-60.
- SHAW, R.H., HARTOG, G. DEN, 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., 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., MORAES J.C., 1984. Eddy Correlation Measurements of Energy Partition for Amazonian Forest. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **110** : 1143-1162.
- STULL, R.S., 1991. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Publishers.
- TENNEKES, H., LUMLEY, J.L., 1980. *A First Course in Turbulence*. MIT Press.
- VOGT, R., JAEGER, L., 1990. Evaporation From a Pine Forest-Using the Aerodynamic Method and Bowen Ratio Method. *Agriculture and Forest Meteorology* **50** : 39-54.
- WYNGAARD, J.C., COTÉ, O.R., 1971. 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., IZUMI, Y., 1971. Local Free Convection, Similarity, and the Budgets of Shear Stress and Heat Flux. *Journal of the Atmospheric Sciences* **28** : 1171-1182.
- VERMA, V.V., BALDOCCHI, D.D., ANDERSON, D.A., MATT, D.R., CLEMENT, R.J., 1986. Eddy Fluxes of CO₂, Water Vapour and Sensible Heat Over a Deciduous Forest. *Boundary Layer Meteorology* **36** : 71-91.

Entregue para publicação em Setembro de 2003
 Aceite para publicação em Outubro de 2003