UNIFICAÇÃO FORMAL DE METODOLOGIAS PARA CÁLCULO DE EVAPORAÇÃO EM LAGOS

FORMAL UNIFICATION OF METHODOLOGIES TO CALCULATE EVAPORATION FROM LAKES

NELSON LUÍS DIAS
Bolsista do CNPq, Cornell University, 108 Hollister Hall Ithaca NY 14853-3501 E.U.A.

RESUMO -- À medida em que aumenta a demanda de água para geração de energia elétrica e outros usos, cresce a importância da quantificação dos totais evaporados em lagos. Este trabalho revisa algumas das metodologias atualmente disponíveis para o cálculo da evaporação, tendo em vista seus méritos, aplicabilidade e limitações. O texto é escrito com o objetivo de ser acessível para hidrólogos sem conhecimento especializado em micrometeorologia e turbulência, introduzindo alguns tópicos relativamente elementares destas áreas onde necessário. As dificuldades de se aplicar diversos métodos em condições de estratificação estável da atmosfera sobre a superfície da água são relatadas. Além disso, mostra-se que a equação de Priestley e Taylor, que forma o cerne de um modelo recente de evaporação (CRLE: Morton, 1983b) é um caso particular do método do balanço de energia-razão de Bowen. Com isto, é possível re-unificar formalmente as diversas metodologias dentro de um contexto estritamente físico.

PALAVRAS-CHAVE: Evaporação / Hidrologia / Reservatórios

ABSTRACT -- As water demand for energy generation and other uses increases, it becomes more important to quantify evaporation from reservoirs. This work reviews some of the currently available methodologies, with regard to their merits, applicability and limitations. The text is written to be accessible by hydrologists without specialized knowledge in micrometeorology and turbulence. The difficulties of applying the various methodologies in a stably stratified atmosphere above the water surface are reported. It is shown that the Priestley & Taylor equation, which forms the bulk of a recently proposed evaporation model (CRLE: Morton, 1983b), is a particular case of the Energy Budget-Bowen Ratio method. This allows a reunification of all methodologies under a strictly physical framework.

KEY-WORDS: Evaporation / Hydrology / Reservoirs

INTRODUÇÃO

Seja x,y,z um sistema coordenado de eixos tal que $z=0$ coincide com a superfície média de um lago, o que significa que remanso, ondas, seiches e outras perturbações não são consideradas. Seja uma altura de referência sobre a superfície; tipicamente, 2,0 m em experimentos micrometeorológicos. Os fluxos turbulentos de vapor de água, calor ("sensível") e quantidade de movimento ao longo de um intervalo $\Delta t = 30$ min. no ponto (x,y) são expressos por:

$$E = \rho\,\overline{w'q'} = \frac{1}{\Delta t}\int_{t=0}^{\Delta t} \rho\, w'\, q'\, dt \tag{1}$$

$$H = \rho\, c_p\,\overline{w'\theta'} = \frac{1}{\Delta t}\int_{t=0}^{\Delta t} \rho\, c_p w'\, \theta'\, dt \tag{2}$$

$$\tau = -\rho\,\overline{w'u'} = -\frac{1}{\Delta t}\int_{t=0}^{\Delta t} \rho\, w'\, u'\, dt \tag{3}$$

onde ρ é a massa específica do ar e c_p o calor específico do ar a pressão constante (para uma lista dos símbolos usados neste trabalho, veja o Apêndice). Admite-se que E, H e τ variam muito pouco nos primeiros, digamos, 2,0 metros da atmosfera, e que são iguais aos valores de superfície dos fluxos, onde a turbulência cessa e o transporte é por difusão molecular. Com o valor de superfície de τ, é comum definir-se uma escala de velocidade (ou "velocidade de atrito")

$$u_* \equiv \left(\tau/\rho\right)^{1/2} \tag{4}$$

Na equação (3) e em todo o restante deste artigo, admite-se que a direção da velocidade média do vento coincide com x, por simplicidade. As componentes da velocidade são u,v,w. A umidade específica é q, e a temperatura potencial θ. Uma barra significa média temporal, assim como definida pelas integrais acima. Uma linha (') indica a flutuação instantânea da grandeza em questão em torno da média temporal. O adjetivo "potencial" (usado aqui por compatibilidade com a literatura de micrometeorologia) para a temperatura não é essencial no contexto deste trabalho: próximo à superfície, a temperatura potencial é muito próxima da temperatura termodinâmica. Para definições, veja por exemplo Nieuwstadt e van Dop (1982) ou Brutsaert (1982). O intervalo de média é mais importante. É um fato experimental que o espectro de grandezas atmosféricas apresenta um "vale" em torno de períodos entre 30 min. e 1 hora (Lumley e Panofsky, 1964, Businger, 1982, Panofsky e Dutton, 1984). O que isso significa é que decompondo-se uma grandeza (por exemplo, u) em série de Fourier, os coeficientes dos termos com períodos entre 30 min. e 1 hora são relativamente muito menores que seus vizinhos. Este fato permite que se assuma que as flutuações sobre períodos menores que 30 min. são de fato independentes da tendência geral ao longo do dia, e que o registros turbulento resultante (por exemplo, u') representa um processo estacionário.

O objetivo de modelos de cálculo de evaporação em lagos é a determinação da média espacial de E sobre a superfície líquida numa escala de tempo de horas, dias, semanas ou meses. Estes modelos se fazem necessários devido à dificuldade de medições diretas. Em princípio, as equações (1), (2) e (3) propiciam uma metodologia de medição direta, denominada método de medição de covariâncias. Para tanto, é necessário medir a velocidade horizontal, a velocidade vertical, a umidade e a temperatura com instrumentos de resposta de alta freqüência (20 a 100 Hz = 20 a 100 medidas por segundo), que proporcionam boas aproximações para a velocidade, a temperatura e a umidade "instantâneas". Para que uma medida pontual (turbulenta ou não) possua representatividade espacial, é preciso que o ponto de medição satisfaça requerimentos de "fetch" ou pista de vento (distância ao longo da qual o vento sopra, sobre a água, antes de atingir o ponto de medição). Uma regra prática (Brutsaert, 1982, seção 7.1c, p. 166) é

$$x_p \geq 300 z_a \qquad (5)$$

onde z_a é a altura de referência mencionada acima. Por exemplo, se $z_a = 2,0\,m$, $x_p = 600,0\,m$ é uma distância mínima razoável. Por esta razão, pontos ótimos de medição tendem a ser no centro do lago, o que aumenta consideravelmente as dificuldades práticas envolvidas. Embora medições de turbulência sejam correntes na atmosfera, tanto em estações em terra quanto a bordo de aeronaves, medições sobre superfícies líquidas são menos frequentes (para um exemplo de medição no mar, veja Khalsa e Businger, 1977; para medições sobre a superfície de um lago, veja Sheppard et al, 1972). Tanto quanto seja do meu conhecimento, o método de medição de covariâncias nunca foi tentado em lagos brasileiros.

ESTABILIDADE ATMOSFÉRICA E RELAÇÕES FLUXO-GRADIENTE

Em Meteorologia, o conceito de estabilidade atmosférica está associado com a taxa de variação da temperatura termodinâmica T com a altura z. Uma atmosfera neutra corresponde a $dT / dz = -g / c_p = -0,00976\,K / m$, onde g é a aceleração da gravidade. Obukhov (1946) propôs uma forma de quantificar o efeito da estabilidade atmosférica sobre a turbulência (e em particular sobre os fluxos turbulentos) na região da Camada-Limite Atmosférica imediatamente próxima à superfície. Obukhov introduziu uma variável com dimensão de comprimento,

$$L_O \equiv \frac{-\rho\, u_*^3}{\kappa\, g \left[H \,/\, (c_p \overline{\theta}_a) + 0,61 E \right]} \tag{6}$$

e a variável adimensional

$$\varsigma \equiv z \,/\, L_O \tag{7}$$

nas relações fluxo-gradiente. Em (6), $\overline{\theta}_a$ pode ser convenientemente tomada, no contexto deste trabalho, com a temperatura média de 30 min. do ar a 2,0 m de altura, e $\kappa = 0,4$. A expressão (6) pode ser obtida por considerações dimensionais (mas o caminho não é óbvio), ou, de forma mais "física", através da adimensionalização da equação de transporte de energia cinética turbulenta. Uma abordagem extremamente feliz sobre turbulência atmosférica em geral e sobre a (assim chamada) teoria de similaridade de Monin-Obukhov em particular pode ser encontrada em Nieuwstadt e van Dop (1982). Para uma abordagem mais simples a nível introdutório, veja Fleagle e Businger (1984). Para os propósitos deste trabalho, é suficiente observar que uma proposição desta teoria é a relação entre fluxo turbulento F (leia-se E, H ou τ) e o gradiente da grandeza escalar associada $\overline{\eta}$ ($\overline{q}, \overline{\theta}, \overline{u}$):

$$F = \pm \frac{\kappa (z - \delta_{0F}) u_*}{\phi_F(\varsigma)}\, \rho\, \frac{\partial \overline{\eta}}{\partial z} \tag{8}$$

onde a função adimensional $\phi_F(\varsigma)$ deve ser determinada experimentalmente para cada fluxo F. Em (8), a "altura de deslocamento" δ_{0F} leva em conta o fato de que, sobre superfícies rugosas, a "fonte" do fluxo turbulento situa-se em algum plano acima da base ($z = 0$) dos elementos de rugosidade. Na seqüência, adota-se $\delta_{0F} = 0$, o que é usual para superfícies líquidas; o sinal "+" vale para τ, e "-" para E e H. É possível interpretar a primeira fração do lado direito de (8), com dimensão de [comprimento^2/tempo], como uma difusividade turbulenta K_F, que pode ser obtida experimentalmente se o fluxo turbulento e o gradiente forem conhecidos em um determinado nível de medição. Integrando,

$$\overline{\eta}_a - \overline{\eta}_0 = \pm \frac{F}{\rho u_*} \int_{z_{0F}}^{z_a} \frac{\phi_F(z / L_O)}{\kappa z / L_O} \frac{dz}{L_O} \tag{9}$$

onde $\overline{\eta}_0$ é o valor de $\overline{\eta}$ na superfície. Note que o integrando de (9) é singular em $z = 0$, i.e.: o domínio de validade de (8) e (9) não se estende até a superfície. A rugosidade z_{0F} é definida pela extrapolação do perfil $\eta(z)$ obtido em (9) de tal forma que $\overline{\eta}(z_{0F}) = \overline{\eta}_0$.

Para $\eta = u$, a condição de não-deslizamento impõe que a velocidade do ar e da água sejam iguais na superfície. Desprezando-se correntes superficiais e a velocidade da água induzida pelo próprio vento (isto é: assumindo que a velocidade do vento seja nula na superfície),

$$\overline{u}_a = \frac{\tau}{\rho u_*} \int_{z_{0F}}^{z_a} \frac{\phi_\tau(z / L_O)}{\kappa z / L_O} \frac{dz}{L_O} = u_* \left[\Phi_\tau(\frac{z_a}{L_O}) - \Phi_\tau(\frac{z_{0\tau}}{L_O}) \right] \tag{10}$$

onde usou-se (4) e $\Phi_\tau(.)$ é a primitiva do integrando. Observe que, no caso de $\phi_\tau = 1$ (atmosfera neutra), (10) reduz-se ao bem conhecido perfil logaritmico de velocidades na camada-limite turbulenta. Claramente, as funções ϕ em (8) e (9) simplesmente "corrigem" o perfil logaritmico para os efeitos da estabilidade atmosférica.

Eliminando-se u_* em (9) por meio de (10), obtém-se:

$$E = \rho \, \overline{u}_a \, C_E \left(\overline{q}_0 - \overline{q}_a \right) \tag{11}$$

$$H = \rho \, \overline{u}_a \, c_p \, C_H \left(\overline{\theta}_0 - \overline{\theta}_a \right) \tag{12}$$

$$\tau = \rho \, \overline{u}_a \, C_\tau \, \overline{u}_a \tag{13}$$

onde os coeficientes de transferência C_E, C_H e C_τ estão definidos implicitamente por (9) e (10), e são claramente funções das rugosidades e do parâmetro $\varsigma_a = z_a / L_O$ de estabilidade atmosférica. Note que C_E é função de ambas as rugosidades $z_{0\tau}$ e z_{0E}, um resultado análogo valendo para C_H.

A equação (11) é conhecida em Hidrologia como Lei de Dalton, cuja origem remonta a 1801 (Para referências históricas, veja

Brutsaert (1982), Capítulo 2). Modernamente, (11)-(13) são conhecidas como equações de transferência de massa de vapor de água, calor e quantidade de movimento.

BALANÇO DE ENERGIA

A radiação líquida na superfície de um lago (com dimensões de [energia/área/tempo]) é

$$R_l = R_s(1 - a) + \varepsilon R_a - R_e \tag{14}$$

onde R_s, R_a e R_e são a radiação solar incidente, radiação atmosférica (emitida por nuvens, CO_2, H_2O atmosférico, etc.) incidente e a radiação emitida pela superfície, que é dada por

$$R_e = \varepsilon \sigma \bar{\theta}_0^4 \tag{15}$$

onde $\sigma = 5,6697 \cdot 10^{-8}$ $W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$ é a constante de Stefan-Boltzmann; o albedo a e a absortividade/emissividade ε dão conta das parcelas de R_s e R_a efetivamente absorvidas nas respectivas faixas de comprimento de onda (0,3 - 4,0μm e 4,0 - 100,0μm).

A energia líquida radiante em (14) é usada para aquecer/resfriar a água (D), aquecer/resfriar o ar (H) e evaporar a água (LE), onde L é o calor latente de evaporação da água; assim,

$$R_l = H + LE + D \tag{16}$$

Em aplicações do método do balanço de energia-razão de Bowen, mede-se R_l ou as suas diversas parcelas em (14) e D (em geral por meio de perfis sucessivos de temperatura da água ao longo do tempo). Devido a limitações na precisão e representatividade espacial dos perfis de temperatura, medições de D numa escala de tempo inferior a um dia são provavelmente impraticáveis em lagos cuja profundidade média seja superior a uns poucos metros, mas são possíveis na escala de 7 a 30 dias. Isso cria um problema de compatibilização das medições de D com as demais variáveis, que são tipicamente médias de 30 minutos. Uma análise detalhada foge ao escopo deste trabalho, podendo ser encontrada por exemplo em Webb (1960 e 1964). Para fixar idéias, suponha que $D \cong 0$ ou então que médias para 30 minutos estejam disponíveis. A combinação de (11) e (12) produz

$$B_f \equiv \frac{H}{LE} = \frac{C_H}{C_E}\frac{c_p}{L}\frac{\overline{\theta}_0 - \overline{\theta}_a}{\overline{q}_0 - \overline{q}_a} \tag{17}$$

onde B_f é a razão de Bowen para fluxos (Lang et al, 1983a). Se

$$C_H \equiv C_E \tag{18}$$

é possível usar

$$B_g \equiv \frac{c_p}{L}\frac{\overline{\theta}_0 - \overline{\theta}_a}{\overline{q}_0 - \overline{q}_a}, \tag{19}$$

a razão de Bowen para gradientes, em lugar de B_f. Levando (19) em (16),

$$LE = \frac{1}{1 + B_g}\left(R_l - D\right) \tag{20}$$

é a equação clássica para cálculo de evaporação em lagos pelo método do balanço de energia-razão de Bowen. Note que, debaixo da hipótese (18), a grande vantagem é que se torna desnecessário conhecer z_{0E}, z_{0H}, $z_{0\tau}$, u_* ou ς_a.

Nos últimos anos, têm surgido evidências teóricas e experimentais que colocam (18) em dúvida em condições estáveis, i.e.: quando $\varsigma_a > 0$. Este é um caso de grande relevância prática, já que ar relativamente quente soprando de uma região seca sobre um lago com água mais fria gera um fluxo negativo de calor H considerável para a água, resultando em $L_0 > 0$ em (6), e aumentando a energia total disponível para a evaporação em (16). Toda a discussão que se segue diz respeito a condições estáveis.

Warhaft (1976) estabeleceu que uma condição necessária para que $K_H = K_E$ (o que implica (18), a menos que as rugosidades para calor e vapor de água sejam significativamente diferentes) em (8) é que o coeficiente de correlação $r_{\theta q}$ entre θ' e q' seja ± 1 (-1 no nosso caso: H e E com sinais opostos). O nível de correlação e os fatores que o influenciam não são bem conhecidos. Por exemplo, Lang et al (1983a) obtiveram $r_{\theta q} = -0,70 \pm 0,02$, enquanto que Priestley e Hill (1988) obtiveram valores próximos de -1. Após o trabalho teórico de Warhaft, Verma et al (1978) obtiveram valores de K_H / K_E da ordem de 1,5, enquanto que Lang et al (1983a) encontraram valores em torno de 0,7. O experimento de Verma et al utilizou lisímetros e um balanço de energia para o cálculo dos fluxos (e não medições turbulentas), e suscitou um vivo debate, estando qualitativamente em desacordo com os resultados teóricos de Warhatt, que prevêem $K_H / K_E < 1,0$. Hicks e Everett (1979) atribuíram os resultados de Verma et al a alturas de deslocamento diferentes para vapor de água e calor. Neste caso, medições de gradientes de temperatura e umidade muito perto do topo da cultura levam a valores diferentes para as difusividades turbulentas, mesmo que as funções de similaridade ϕ sejam iguais (veja a equação (8)). Por outro lado, Lang et al (que mediram sobre um arrozal irrigado) dispunham de uma pista de vento relativamente reduzida (~ 300 m). Em nenhum dos dois casos estudou-se condições estáveis sobre uma superfície líquida livre (com altura de deslocamento nula), como a de um lago.

Bertela (1989) sugere que as dificuldades encontradas com o método do balanço de energia-razão de Bowen podem ser atribuídas ao efeito de advecção horizontal de calor ou vapor de água (i.e.: a variações significativas de E e H com x, no ponto de medição), o que provavelmente ocorrerá se a pista de vento for insuficiente para que a turbulência atmosférica se "ajuste" à superfície. Neste caso, (16) teria que incluir termos extras envolvendo as derivadas horizontais de E e H. Lang et al (1983b) estimaram que os termos de advecção são desprezíveis no seu experimento, mas a sua estimativa baseia-se em hipóteses não verificadas sobre o comportamento da função $E(x)$ (i.e.: da variação do fluxo local de vapor de água ao longo da pista de vento), a saber, que E tende assintoticamente para o valor previsto pela equação de Priestley e Taylor; conforme veremos, esta equação não foi concebida para ser usada quando $H < 0$.

Em suma, existem evidências experimentais e teóricas que colocam em dúvida a aplicabilidade do método do balanço de energia-razão de Bowen em condições estáveis. Possíveis causas seriam: (i) funções de similaridade ϕ de Monin-Obukhov diferentes para calor e vapor de água; (ii) pista de vento inadequada e (iii) altura de medição (de temperatura e umidade do ar) inadequada (muito pequena) em conjunto com alturas de deslocamento diferentes para calor e vapor de água. Conforme vimos, a altura de deslocamento de qualquer escalar sobre superfícies líquidas é zero (ou, de qualquer forma, muito menor que uma altura padrão de 2,0 m para a medição de temperatura e umidade do ar), enquanto que (ii) pode ser virtualmente eliminada pelo correto posicionamento da estação de medição. Portanto, somente (i) representa uma questão importante (que permanece não-resolvida) para o caso de evaporação em lagos.

A EQUAÇÃO PSICROMÉTRICA

O cálculo da umidade do ar num psicrômetro aspirado é formalmente equivalente ao metodo do balanço de energia-razão de Bowen, realizado aqui para o bulbo de um termômetro envolto em gaze, umedecido e protegido da radiação ambiental. A temperatura do bulbo úmido é $\overline{\theta}_h$. Na equação (11), pode-se substituir q por e usando-se

$$q = 0,622 \frac{e}{p} \tag{21}$$

onde p é a pressão atmosférica e e a pressão de vapor de água no ar. A equação (16), com $R_l = D = 0$, fornece

$$H + LE = 0$$

Usando-se as equações (11) e (21) para E, e (12) para H:

$$\rho\, c_p\, C_H \left(\overline{\theta}_h - \overline{\theta}_a \right) + \rho \frac{0,622L}{p} C_E \left(e^\star (\overline{\theta}_h) - \overline{e}_a \right) = 0$$

Finalmente, admitindo a validade de (18) e explicitando-se $\overline{e}_a$:

$$\overline{e}_a = e^\star (\overline{\theta}_h) - \gamma \left(\overline{\theta}_a - \overline{\theta}_h \right) \tag{22}$$

onde

$$\gamma = \frac{c_p p}{0,622L} \tag{23}$$

é a "constante psicrométrica" e $e^\star(.)$ a curva de pressão de saturação de vapor de água contra a temperatura (note o uso da pressão de saturação de vapor de água à temperatura do bulbo úmido, já que a superfície do bulbo úmido está saturada). A equação (22) é usada em psicrômetros aspirados para o cálculo da pressão de vapor do ar, via a medida das temperaturas de bulbo seco e úmido. O intervalo de cálculo das médias implicadas acima é muito menor que os 30 min. de micrometeorologia; tipicamente, espera-se cerca de 1 min. até que a diferença das duas temperaturas se estabilize. Note que (18) foi usada em conjunto com uma situação em que os fluxos E e H têm sinais opostos, análoga às condições estáveis discutidas no parágrafo acima. No entanto, em princípio a velocidade do ar (e portanto u_*) no psicrômetro é suficientemente alta para garantir que $\varsigma \rightarrow 0_+$ (note que, na equação (6), isto significa que a fricção mecânica do ar sobre a superfície, cujo efeito é dado pela velocidade de atrito u_*, é comparativamente muito mais importante que a convecção térmica associada primariamente ao fluxo H de calor na produção ou destruição de turbulência.

A EQUAÇÃO DE PENMAN

Em (20), a temperatura da superfície entra diretamente em B_g, via (19), e indiretamente em R_l, caso esta seja calculada por meio de (15), em lugar de medida. Penman (1948) eliminou a temperatura da superfície por meio do uso de uma equação formalmente equivalente a (11),

$$E = f(\bar{u}_a)\left(e^*(\bar{\theta}_0) - \bar{e}_a\right) \tag{24}$$

O resultado da combinação de (20) e (24),

$$LE = \frac{\Delta_{0a}}{\Delta_{0a} + \gamma}\left(R_l - D\right) + \frac{\gamma}{\Delta_{0a} + \gamma} L f(\bar{u}_a)\left(e^*(\bar{\theta}_a) - \bar{e}_a\right) \tag{25}$$

é exato para

$$\Delta_{0a} \equiv \frac{e^*(\bar{\theta}_a) - e^*(\bar{\theta}_0)}{\bar{\theta}_a - \bar{\theta}_0} \tag{26}$$

(Brutsaert, 1982; Dias, 1986). A aproximação proposta por Penman foi substituir a diferença finita (26) por

$$d_a = \frac{de^*}{dT}\left(T = \bar{\theta}_a\right) \tag{27}$$

o que virtualmente elimina a temperatura da superfície (desde que R_l seja medida); o resultado é:

$$LE \cong \frac{d_a}{d_a + \gamma}\left(R_l - D\right) + \frac{\gamma}{d_a + \gamma} L f(\bar{u}_a)\left(e^*(\bar{\theta}_a) - \bar{e}_a\right) \tag{28}$$

(em muitas das "fórmulas de Penman" apresentadas na literatura, R_l é calculada por meio de equações equivalentes a (14) e (15), com a temperatura da superfície aproximada pela temperatura do ar em (15). Um procedimento mais correto, expansão em série de Taylor de (15) em torno da temperatura do ar, foi introduzido por Kohler e Parmele (1967), mas não será abordado aqui).

Note que em princípio (28) não apresenta nenhuma vantagem sobre o método do balanço de energia-razão de Bowen. Ao contrário, além de quase todas as medições necessárias em (20), é preciso conhecer $f(.)$. Note também que a velocidade, temperatura e umidade do ar continuam tendo que ser medidas me condições de pista mínima, i.e.: no "meio" do lago. A grande importância de (28) em aplicações hidrológicas vem do fato de que é possível calcular um valor virtual de evaporação a partir de séries de temperatura, umidade, velocidade do vento e radiação medidas rotineiramente em estações meteorológicas em terra. Isto deu origem ao conceito (de interpretação dúbia) de "evaporação potencial", já que a superfície (solo) da estação apenas ocasionalmente se encontra saturada de água, que é uma das hipóteses usadas na dedução de (28), quando se determina a umidade da superfície por meio da curva de pressão de saturação de vapor.

Entretanto, se (11) e (12) puderem ser aplicadas simultaneamente para o cálculo de E e H no lago com a temperatura e a umidade do ar medidas em terra a barlavento e se (18) continuar valendo neste caso, é perfeitamente possível utilizar (28) com uma função $f(u)$ adequada. Por exemplo, Harbeck (1962) propôs calcular a evaporação em lagos por meio de (24), com a umidade do ar medida em terra e uma função empírica de transferência de massa do tipo

$$f(u) = N A^{-m} \overline{u}_a \tag{29}$$

onde N, m são constantes e A é a área da superfície do lago. Por meio de uma solução analítica para a equação de transporte de vapor de água sobre a superfície de um lago, Brutsaert e Yeh (1970) obtiveram a mesma dependência funcional com ℓ^2 em lugar de A, onde ℓ é a pista total de vento disponível. Num longo estudo de evaporação no lago Mead, o U.S. Geological Survey (1954) concluiu que a razão de Bowen (para gradientes) obtida com a temperatura e a umidade do ar medidas em terra ou sobre o lago eram essencialmente iguais (o que é espantoso). Kohler e Parmele (1967) usaram (24) calibrada para medições em terra numa equação equivalente a (28), com uma correção extra para o termo de radiação líquida (veja Dias, 1986 e Dias e Gobi, 1988) num modelo de evaporação em lagos. A validade deste tipo de procedimento em combinação com o método do balanço de energia-razão de Bowen, entretanto, continua a ser uma questão em aberto.

Outro ponto interessante é que (20) e (24) podem ser encarados como um conjunto de 2 equações nas incógnitas E e $\overline{\theta}_0$, a equação de Penman consistindo em uma solução analítica aproximada para E. Quando este procedimento é aplicado com dados medidos numa estação meteorológica, uma solução numérica fornece a "evaporação potencial" E_p e a "temperatura de equilíbrio" θ_p. Esta última é bastante sensível à energia total disponível $R_l - D$, mas bem menos à temperatura ou à umidade do ar (Morton, 1983). A introdução de um novo nome (temperatura de equilíbrio) por Morton certamente evita a questão delicada de o quanto ela se aproxima da real temperatura da superfície do lago.

A EQUAÇÃO DE PRIESTLEY E TAYLOR

Priestley e Taylor (1972) propuseram calcular a evaporação sobre grandes superfícies úmidas na ausência de advecção por meio da equação empírica

$$LE = \alpha_0 \frac{d_0}{d_0 + \gamma} (R_l - D) \tag{30}$$

onde d_0 é análogo a d_a em (27) para $T = \overline{\theta}_0$, e $\alpha_0 \equiv 1,26$. Além da semelhança formal óbvia com (28), (30) pode ser interpretada como uma forma de calcular E sem medições de temperatura e umidade do ar, enquanto que (28) calcula E sem medições de temperatura da superfície. Note que as diferenças entre d_0 e d_a tendem a ser pequenas, e que se encontram exemplos na literatura do uso de ambos em (30), o que gera uma certa confusão. A notação deste artigo é fiel à proposição original (porém não explícita) de Priestley e Taylor.

Um ponto fundamental é o termo "ausência de advecção" ("advection-free" no original). Priestley e Taylor adotaram $H \geq 0$ como critério de seleção de condições "não-advectivas". Nestas condições, Stewart e Rouse (1976) e De Bruin e Keijman (1979) confirmaram um excelente desempenho de (30) vis-à-vis o método do balanço de energia-razão de Bowen. Naturalmente, isso limita o uso da equação de Priestley e Taylor aos casos em que $\overline{\theta}_0 > \overline{\theta}_a$, o que corre o risco de ser esquecido em aplicações práticas. Conforme veremos analiticamente, (30) com $\alpha_0 = 1,26$ é uma excelente aproximação para (20) quando $H \geq 0$, e uma péssima aproximação à medida em que a razão de Bowen se aproxima de -1. Os resultados que se seguem foram obtidos por Dias (1988), faltando no entanto uma discussão mais cuidadosa das suas conseqüências para a modelagem de evaporação em lagos, que é retomada aqui.

De (19), (20), (21) e (23):

$$\frac{1}{1 + B_g} = \frac{e^*(\overline{\theta}_0) - \overline{e}_a}{e^*(\overline{\theta}_0) - \overline{e}_a + \gamma\left(\overline{\theta}_0 - \overline{\theta}_a\right)}$$

Eliminando $\overline{e}_a$ por meio de (22):

$$\frac{1}{1 + B_g} = \frac{e^*(\overline{\theta}_0) - e^*(\overline{\theta}_h) + \gamma\left(\overline{\theta}_a - \overline{\theta}_h\right)}{e^*(\overline{\theta}_0) - e^*(\overline{\theta}_h) + \gamma\left(\overline{\theta}_0 - \overline{\theta}_a\right)}$$

Dividindo o numerador e o denominador por $\left(\overline{\theta}_0 - \overline{\theta}_a\right)$, e introduzindo, à semelhança de (26),

$$\Delta_{0h} \equiv \frac{e^*(\overline{\theta}_0) - e^*(\overline{\theta}_h)}{\overline{\theta}_0 - \overline{\theta}_h} \tag{31}$$

Obtém-se

$$\frac{1}{1 + B_g} = \left(1 + \frac{\gamma}{\Delta_{0h}}\,\frac{\overline{\theta}_a - \overline{\theta}_h}{\overline{\theta}_0 - \overline{\theta}_h}\right)\frac{\Delta_{0h}}{\Delta_{0h} + \gamma} \tag{32}$$

$$\frac{1}{1 + B_g} = \alpha_h\,\frac{\Delta_{0h}}{\Delta_{0h} + \gamma} \tag{33}$$

onde α_h corresponde à expressão entre parêntesis em (32). Levando-se (33) em (20), finalmente:

$$LE = \alpha_h\,\frac{\Delta_{0h}}{\Delta_{0h} + \gamma}\left(R_l - D\right) \tag{34}$$

que é formalmente equivalente a (30) de Priestley e Taylor se a diferença finita (31) for aproximada pela derivada da curva de pressão de saturação de vapor de água calculada à temperatura da superfície, de uma maneira totalmente análoga ao que foi feito por Penman. Isso reforça a interpretação do parágrafo anterior de que a equação de Priestley e Taylor procura aproximar o balanço de energia eliminando medições no ar.

Cabe agora abordar a questão de quão boa é a aproximação de α_h pela constante 1,26. Para $H \geq 0$, $E \geq 0$, o limite inferior de α_h é 1, quando a temperatura do ar é igual à temperatura de bulbo úmido (umidade relativa do ar igual a 100%). Isto corresponde ao conceito de "evaporação de equilibrio" introduzido por Slayter e McIlroy (mencionados em Brutsaert, 1982, Cap. 10). O limite superior (ainda em condições de "ausência de advecção") ocorre quando a temperatura da superfície é igual à do ar: $H = 0$, e toda a energia disponível $R_l - D$ é usada para evaporação. Neste caso, α_h pode ser estimado a partir da equação (32), tomando-se $\overline{\theta}_0 = \overline{\theta}_a$, (o que equivale a $H = 0$ em (12)), por $1 + \gamma / d_0$. Parece então razoável adotar um valor típico $\hat{\alpha} = 1 + \gamma / (2d_0)$. Os valores de $\hat{\alpha}$ para temperaturas da superfície de 15, 20, 25 e 30°C respectivamente são 1,30, 1,23, 1,18 e 1,14. Considerando-se que 1,26 é apenas uma média de numerosas medições (Priestley e Taylor, 1972; Brutsaert, 1982), e as aproximações de diferenças finitas por derivadas, a equação "empírica" de Priestley e Taylor fica perfeitamente explicada.

O comportamento da função α_h é muito pior quando $\overline{\theta}_0 < \overline{\theta}_a$. No intervalo $\overline{\theta}_h < \overline{\theta}_0 < \overline{\theta}_a$, α_h tende para $+\infty$ quando $\overline{\theta}_0 \rightarrow \overline{\theta}_{h+}$. Para $\overline{\theta}_0 < \overline{\theta}_h$, $\alpha_h < 1$, tendendo para $-\infty$ quando $\overline{\theta}_0 \rightarrow \overline{\theta}_{h-}$. Esta singularidade na função α_h é explicável por (33): ela corresponde a $B_g = -1$, ou seja: $R_l - D = 0$. Com isto, o valor de LE permanece finito em (34). Em suma, a restrição $H \geq 0$ adotada por Priestley e Taylor como seu critério de ausência de advecção limita a variação possível de α_h a um intervalo relativamente reduzido, o que explica o sucesso de (30) nesta faixa.

Resta a questão da aplicabilidade da equação de Priestley e Taylor quando $H < 0$. Isto porque nota-se uma tendência na literatura a assumir que (30) vale sobre qualquer superfície saturada, desprezando-se o critério de ausência de advecção (por exemplo, De Bruin e Keijman (1979) propõem que ela seria válida em condições mais gerais, para qualquer lago; Dias (1986, Capítulo VI) propôs que o uso de (30) seria um "primeiro passo para o estabelecimento de procedimentos mais razoáveis e modernos para estimar E_w (i.e.: evaporação em lagos rasos) no Brasil"). Claramente, este não era o objetivo original dos seus autores. Se o método do balanço de energia-razão de Bowen for válido quando $H < 0$ (vide discussão acima), então (30) com $H < 0$ está flagrantemente errada, dado o comportamento extremamente ruim de α_h nesta região. Caso os resultados de Lang et al (1983a) se confirmem, então a evaporação real deve ser inferior à prevista pelo método do balanço de energia-razão de Bowen, mas mesmo neste caso seria fortuito que (30) continuasse válida, com $\alpha_0 = 1,26$. Parece prudente concluir que, no momento, deve-se restringir o uso de (30) às condições para as quais ela foi proposta ($H \geq 0$, ou seja: temperatura da superfície do lago maior que a temperatura do ar).

O MODELO CRLE

A sigla significa "Complementary Relationship Lake Evaporation", mas a "relação complementar" de Bouchet e Morton (Morton, 1983a) na verdade não é usada para o seu modelo de evaporação em lagos, e não precisa ser discutida aqui. Uma descrição detalhada do modelo foge ao escopo do trabalho, podendo ser obtida em Morton (1983b), Morton et al (1985) e Morton (1986). Em essência, o CRLE consiste em:

(i) Um procedimento empírico para calcular uma série de valores mensais para D em função da profundidade média e da salinidade do lago

(ii) A solução simultânea de (20) e (24), com temperatura e umidade medidos em uma estação climatológica em terra, e a radiação líquida estimada por meio de dados (na mesma estação) de insolação, temperatura do ar e umidade do ar. Utiliza-se uma forma alternativa em (24), sem dependência explícita da velocidade do vento. Conforme discutido acima, isso fornece a evaporação potencial (E_p) e a temperatura de equilíbrio θ_p.

A evaporação do lago é então determinada por

$$LE = \alpha_p \frac{d_p}{d_p + \gamma}\left(R_{lp} - D\right) + \beta_p \tag{35}$$

onde d_p é análogo a d_a em (27), com $T = \theta_p$; R_{lp} indica que a radiação líquida é calculada assumindo que a temperatura da superfície é θ_p; $\alpha_p = 1,12$ e $\beta_p = 13,0\ \mathrm{W \cdot m^{-2}}$. A diferença entre (30) e (35) quando ambas são calculadas usando a mesma temperatura da superfície (assumida igual a θ_p) para o lago de Sobradinho no Nordeste do Brasil é irrisória (Dias e Gobi, 1989).

Comparando-se os resultados da seção anterior, em particular a equação (34), com (35) do CRLE, fica claro que o seu desempenho depende de 3 fatores: (i) a qualidade da série temporal D obtida; (ii) a qualidade da aproximação da temperatura da superfície do lago por θ_p e (iii) o uso de uma variante da equação de Priestley e Taylor para calcular a evaporação. Embora o caminho escolhido pelo seu autor para calibrar o CRLE tenha sido a comparação dos seus resultados com balanços hídricos mensais em diversos lagos ao redor do mundo, é relativamente simples testar (i) e (ii) por meio de medições de perfis de temperatura da água (que é uma tecnologia disponível no Brasil). Por outro lado, e ao contrário do que afirma Morton (1986), o CRLE não é exatamente uma alternativa independente para o método do balanço de energia-razão de Bowen; na verdade ele consiste da equação de Priestley e Taylor, que foi relacionada acima com o próprio método do balanço de energia-razão de Bowen, com adaptações engenhosas (e possivelmente de grande valor prático) para suprir a falta de medições adequadas, no meio do lago, das variáveis adequadas. Mais ainda, as mesmas dúvidas a respeito da aplicabilidade do método do balanço de energia-razão de Bowen e da equação de Priestley e Taylor quando $H < 0$ valem para o CRLE.

CONCLUSÕES

Do ponto de vista micrometeorológico, as equações apresentadas aqui devem ter validade para médias de cerca de 30 minutos. Entretanto, escalas de tempo consideravelmente maiores têm sido empregadas em aplicações hidrológicas. A rigor, a natureza não-linear da maioria das equações proíbe o seu uso com médias diárias ou mensais; no entanto, na prática os erros cometidos no caso de evaporação em lagos não parecem ser proibitivos. Por exemplo, Penman (1948) claramente usou médias diárias para testar a sua equação, assim como fizeram Priestley e Taylor (1972) para obter o valor de α_0. Webb (1960) encontrou correções da ordem de 5% de *LE* quando comparou o uso de razões de Bowen medidas a cada três horas com uma "razão de Bowen média mensal" calculada com médias mensais de temperatura e umidade em (19). Dias (1986) obteve essencialmente os mesmos valores de evaporação potencial mensal em (28) quando calculada como a média de valores diários ou, simplesmente, com os valores mensais médios de temperatura, umidade, velocidade do vento e radiação líquida (esta última igualmente estimada via dados meteorológicos médios mensais). Assim sendo, embora seja provável que o uso de médias diárias ou mensais distorça alguns dos coeficientes numéricos das equações, ele parece justificável enquanto uma aproximação de engenharia no caso de disponibilidade limitada de dados. Esta observação também é importante para conciliar, por exemplo, o uso do CRLE com dados mensais.

O resultado principal deste trabalho é a unificação em bases teóricas de diversas metodologias (algumas das quais originalmente empíricas) para o cálculo de evaporação em lagos. Como se viu, todas elas consistem em alguma forma de aproximação do método de transferência de massa, do balanço de energia-razão de Bowen, ou de ambos.

Existem dúvidas quanto à possibilidade de aplicar o método do balanço de energia-razão de Bowen em condições de estratificação estável da atmosfera sobre o lago. O mesmo tipo de limitação se aplica (quase que por definição) à equação de Priestley e Taylor. Caso confirmada, ela seria particularmente séria no caso de lagos em regiões tropicais, onde é provável que condições estáveis prevaleçam durante uma parte razoável do ano.

RECOMENDAÇÕES PARA APLICAÇÕES PRÁTICAS

Até aqui, adotou-se o ponto de vista acadêmico de apontar as limitações do conhecimento atual sobre evaporação em lagos e sugerir a direção de investigações futuras. Do ponto de vista do engenheiro que necessita de resultados hoje, e não daqui a 15 ou 20 anos quando a ciência tiver progredido um pouco mais, entretanto, tais limitações são no mínimo frustrantes. Esta última seção é escrita em solidariedade ao segundo ponto de vista.

Em primeiro lugar, é importante notar que ainda é cedo para concluir que o método do balanço de energia-razão de Bowen seja "inútil" ou esteja "errado" quando $H < 0$. Uma solução de compromisso talvez seja adotar a evaporação de Priestley e Taylor como um limite inferior, e a evaporação calculada pelo balanço de energia como um limite superior, nestas condições. Provavelmente, é possível comparar então as duas metodologias com o balanço hídrico de longo curso do lago, na esperança de detectar tendenciosidade em uma ou outra. Qualquer que seja a conclusão de estudos futuros, os parâmetros que devem ser medidos prioritariamente estão claros. Perfis de temperatura da água (com a maior densidade e freqüência possíveis dentro dos limites de custos e operacionalidade) são essenciais para qualquer balanço energético. Um outro incentivo para a sua medição é o fato de que a temperatura da água ao longo da profundidade é um parâmetro absolutamente fundamental em estudos de qualidade de água, que provavelmente se tornarão cada vez mais freqüentes no futuro.

A temperatura da superfície é uma parâmetro fundamental. Ela faz parte do método de transferência de massa, do método do balanço de energia-razão de Bowen, da equação de Priestley e Taylor e, possivelmente, do CRLE, caso venha a ser identificada, ou correlacionada, com a "temperatura de equilíbrio". Em suma, de todas as metodologias revisadas aqui. Webb (1966) propõe uma metodologia para a correção de coeficientes de tanques evaporimétricos para o cálculo da evaporação em lago baseada em medições adicionais de temperatura da água no tanque (θ_T), no lago, e da umidade do ar:

$$E = K_T \frac{e^*(\overline{\theta}_0) - \overline{e}_a}{e^*(\overline{\theta}_0) - \overline{e}_a} E_T \qquad (36)$$

onde E_T é a evaporação em tanque classe A. Ao contrário de coeficientes de tanque tradicionais, K_T seria menos suscetível a variações sazonais (no que concerne ao uso de tanques evaporimétricos para o cálculo de evaporação em lagos, entretanto, é importante observar os comentários de Brutsaert, 1982, Cap. 11, p. 251-254 ("Evaporation Pans") sobre (36); fica claro que o valor de K_T, longe de ser universal, depende (no mínimo) das condições de pista de vento no lago, e a recomendação a respeito, como de costume, é que (36) deve ser calibrada localmente). Além de fazer parte dos perfis, a temperatura da superfície pode ser obtida com maior freqüência de algumas outras maneiras, por exemplo termometria infra-vermelha por sensores a bordo de aeronaves, imagens de satélite, ou medição tradicional com termômetros em pontos de mais fácil acesso, tais como piers e o paramento de montante da barragem (no caso muito comum de lagos artificiais). metodologias "ad hoc" com o objetivo de se obter a maior representatividade espacial possível provavelmente terão que ser desenvolvidas pelo grupo interessado, no caso de cada lago.

Caso seja possível instalar uma base flutuante de medições que atenda aos requerimentos de pista mínima, diversas alternativas se abrem. A medição da velocidade do vento a 2,0 m e da temperatura da superfície, em conjunto com medições a barlavento em terra da umidade do ar permite aplicar a metodologia de Harbeck (1954) ou Burtsaert e Yeh (1970). Naturalmente, a inclusão de medidas de temperatura do ar, umidade do ar e radiação líquida sobre o lago permite a aplicação do método do balanço de energia-razão de Bowen. Desde que se meçam os seus diversos componentes em terra, de acordo com (14), é possível também estimar a radiação líquida, na linha por exemplo do que faz o CRLE.

Em qualquer caso, o esforço experimental envolvido é considerável. Em que pesem as enormes dificuldades práticas, o único caminho possível para a obtenção de melhores estimativas de evaporação em lagos é aumentar o nosso conhecimento sobre as condições físicas aí reinantes, e realizar pelo menos algumas das medições mencionadas. O uso de um modelo como o CRLE, que "dispensa" medições no ambiente do lago, seria naturalmente altamente prático. Este trabalho propõe uma interpretação física das diversas variáveis do CRLE. A confrontação destas variáveis com eventuais medições é um caminho natural para a sua validação e melhoramento.

RECONHECIMENTOS

O presente trabalho tornou-se possível graças ao apoio de numerosas instituições, em diferentes épocas; meus agradecimentos a: CEPEL, COPPE/UFRJ, ELETROBRÁS, CHESF, CNPq. Meus agradecimentos, também, a Heinz Dieter Fill pela leitura do texto, críticas e sugestões.

APÊNDICE: NOTAÇÃO

Uma barra, como em $\bar{u}$, indica uma média micrometeorológica (i.e.: média temporal de 30 minutos a 1 hora) da variável; uma linha, como em u', indica uma flutuação turbulenta instantânea em torno da média. Para grandezas meteorológicas, um subscrito 0 ("zero" em tipo pequeno) indica a superfície; o subscrito a indica um nível padrão de medição acima da superfície (por exemplo, 2,0 metros). Quando uma variável é definida por uma equação, esta aparece em seguida à explicação do símbolo.

Minúsculas Romanas

a	albedo da superfície.
c_p	calor específico a pressão constante do ar.
d_x	derivada da curva de pressão de saturação de vapor à temperatura "θ_x" (x = a, 0 ou p).
$e^*(.)$	curva de pressão de saturação de vapor em função da temperatura.
e	pressão de vapor de água no ar.
$f(.)$	coeficiente de transferência de massa de vapor de água na "Lei de Dalton" (eq. 24).
g	aceleração da gravidade.
ℓ	pista total de vento num lago.
m	expoente na equação empírica de Harbeck (eq. 29).
p	pressão atmosférica.
q	umidade específica do ar.
$r_{\theta q}$	coeficiente de correlação entre as flutuações turbulentas de θ e q.
t	tempo.
u_*	velocidade de atrito (eq. 4).
u	velocidade horizontal ao longo da direção do vento médio.
v	velocidade horizontal perpendicular à direção do vento médio.
w	velocidade vertical.
x_p	pista de vento
x	abscissa (direção do vento médio).
y	ordenada (direção horizontal perpendicular a x).
z	cota (direção vertical).
z_a	altura de medição de grandezas meteorológicas sobre a superfície.

Maiúsculas Romanas

A	área da superfície do lago.
B_f	razão de Bowen para fluxos (eq. 17).
B_g	razão de Bowen para gradientes (eq. 19).
C_E	coeficiente de transferência de massa (eq. 11).
C_H	coeficiente de transferência de calor (eq. 12).
C_τ	coeficiente de transferência de quantidade de movimento (eq. 13).
D	taxa temporal de variação da entalpia da água do lago; grosso modo, a parcela da radiação líquida usada para aquecer/resfriar a água do lago
E	fluxo turbulento vertical de massa de vapor de água (eq. 1).
E_T	evaporação em tanque classe A (eq. 36).
F	fluxo turbulento genérico (vapor, calor ou quantidade de movimento).
H	fluxo turbulento vertical de calor (eq. 2).
K_E	difusividade turbulenta de vapor de água.
K_F	difusividade turbulenta para o gradiente da grandeza genérica $\overline{\eta}$.
K_H	difusividade turbulenta de calor.
K_T	coeficiente de evaporação em tanque (eq. 36).
K_τ	difusividade turbulenta de quantidade de movimento.
L	calor latente de evaporação.
L_O	comprimento de estabilidade de Obukhov (eq. 6).
N	constante na equação de Harbeck (eq. 29).
R_a	radiação (irradiância) atmosférica incidente sobre a superfície (eq. 14).
R_e	radiação (irradiância) emitida pela superfície (eq. 14 e 15).
R_l	radiação (irradiância) líquida na superfície (eq. 14).
R_{lp}	radiação (irradiância) líquida considerando a superfície à temperatura θ_p.
R_s	radiação (irradiância) solar incidente sobre a superfície (eq. 14).

Minúsculas Gregas

α_0	constante empírica de Priestley e Taylor ($\cong$ 1,26).
α_h	função das temperaturas do ar, de bulbo úmido e da superfície (eq. 32 e 33); equivalente analítico de α_0.
$\hat{\alpha}$	valor estimativo de α_h em função da temperatura da superfície.
α_p	constante empírica do modelo CRLE (eq. 35).
β_p	constante empírica do modelo CRLE (eq. 35).
γ	"constante" psicrométrica.
δ_{0F}	altura de deslocamento para o fluxo F (i.e.: E, H ou τ) (eq. 8).
ε	absortividade/emissividade da superfície (eq. 14 e 15).
$\phi_F(\varsigma)$	função adimensional de similaridade de Monin-Obukhov (eq. 8).
κ	constante de Von Karman (= 0,4).
η	grandeza escalar genérica (q, θ ou u).
ρ	massa específica do ar.
σ	constante de Stefan-Boltzmann (= $5,6697 \cdot 10^{-8} W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$) (eq. 15).
θ	temperatura potencial, no ar.
θ_h	temperatura de bulbo úmido.
θ_p	temperatura de equilíbrio, no model CRLE.
θ_T	temperatura da superfície da água em tanque classe A.
τ	fluxo turbulento vertical de quantidade de movimento.
ς	parâmetro adimensional de estabilidade de Monin-Obukhov (eq. 7).

Maiúsculas Gregas

Δ_{0a}	veja a eq. 26.
Δ_{0h}	veja a eq. 31.
Δt	intervalo de tempo para cálculo de médias turbulentas.

REFERÊNCIAS

BERTELA, M. (1989). Inconsistent Flux Partitioning by The Bowen Ratio Method. *Boundary Layer Meteorology*, v. 49, p. 149-167.

BRUTSAERT, W. (1982). *Evaporation Into The Atmosphere*. D. Reidel.

BRUTSAERT, W. e YEH, G. T. (1970). Implications of a Type of Empirical Evaporation Formula for Lakes and Pans. *Water Resources Research*, v. 6, p. 1202-1208.

BUSINGER, J.A. (1982). Equations and Concepts. In: *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling*. NIEUWSTADT, F.T.M. e VAN DOP, H. (ed.), D. Reidel.

DE BRUIN, H.A.R. e KEIJMAN, J.Q. (1979). The Priestley-Taylor Evaporation Model Applied to a Large Shallow Lake in The Netherlands. *Journal of Applied Meteorology*, v. 18, p. 898-903.

DIAS, N.L. (1986). *Estimativas Climatológicas de Evaporação em Lagos*. Tese M.Sc. COPPE/UFRJ.

DIAS, N.L. (1988). Uma Justificativa Analítica para Uma Equação Empírica de Evaporação. In: V CONGRESSO BRASILEIRO DE METEOROLOGIA, 1988, Rio de Janeiro. *Anais*, v. 2, p. X.6-X.11.

DIAS, N.L. e GOBI, M.F. (1989). Quanto Evapora o Lago de Sobradinho? In: IV SIMPÓSIO LUSO-BRASILEIRO DE HIDROLOGIA E RECURSOS HÍDRICOS, 1989, Lisboa.

FLEAGLE, R.G. e BUSINGER, J.A. (1980). *An Introduction to Atmospheric Physics*. Academic Press.

GARRATT, J.R. (1972). Studies of Turbulence in The Surface Layer over Water (Lough Neagh). Part II: Production and Dissipation of Velocity and Temperature Fluctuations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, v. 98, p. 642-657.

HARBECK, G.E. Jr. (1962). A Practical Field Technique for Measuring Reservoir Evaporation Utilizing Mass-Transfer Theroy. *U.S. Geological Survey Professional Paper 272-E*.

HICKS, B.B. e EVERETT, R.G. (1979). Comments on "Turbulent Exchange Coefficients for Sensible Heat and Water Vapor under Advective Conditions". *Journal of Applied Meteorology*, v. 18, p. 381-382.

KHALSA, S.J.S. e BUSINGER, J.A. (1977). The Drag Coefficient as Determined by The Dissipation Method and Its Relation to Intermittent Convection in The Surface Layer. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 12, p. 273-297.

KOHLER, M.A. e PARMELE, L.H. (1967). Generalized Estimates of Free-Water Evaporation. *Water Resources Research*, v. 3, p. 997-1005.

LANG, A.R.G., McNAUGHTON, K.G., FAZU, C., BRADLEY, E.F. e OHTAKI, E. (1983a). Inequality of Eddy Transfer Coefficients for Vertical Transport of Sensible and Latent Heats during Advective Inversions. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 25, p. 25-41.

LANG, A.R.G., McNAUGHTON, K.G., FAZU, C., BRADLEY, E.F. e OHTAKI, E. (1983b). An Experimental Appraisal of The Terms in The heat and Moisture Flux Equations for Local Advection. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 25, p. 89-102.

LUMLEY, J.L. e PANOFSKY, H.A. (1964). *The Structure of Atmospheric Turbulence*. Interscience.

MORTON, F.I. (1983a). Operational Estimates of Areal Evapotranspiration and Their Significance to the Science and Practice of Hydrology. *Journal of Hydrology*, v. 66, pp. 1-76.

MORTON, F.I. (1983b). Operational Estimates of Lake Evaporation. *Journal of Hydrology*, v. 66, p. 1-76.

MORTON, F.I. (1986). Practical Estimates of Lake Evaporation. Journal of Climate and Applied Meteorology, v. 25, p. 371-387.

MORTON, F.I., RICARD, F. e FOGARASI, S. (1985). Operational Estimates of Areal Evapotranspiration and Lake Evaporation - Program WREVAP. *National Hydrology Research Institute, Paper No 24*, Environment Canada.

NIEUWSTADT, F.T.M. e VAN DOP, H. (ed.) (1982). *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling*. D. Reidel.

OBUKHOV, A.M. (1946, 1971). Turbulence in an atmosphere with non-uniform temperature. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 2, p. 7-29.

PANOFSKY, H.A. e DUTTON, J.A. (1984). *Atmospheric Turbulence*. John Wiley.

PENMAN, H.L. (1948). Natural Evaporation from Open Water, Bare Soil, and Grass. *Proceedings of the Royal Society*, London, A193, p. 120-146.

PRIESTLEY, J.T. e HILL, R.J. (1985). Measuring High-Frequency Humidity, Temperature and Radio Refractive Index in The Surface Layer. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, v. 2, p. 233-251.

PRIESTLEY, C.H.B. e TAYLOR, R.J. (1972). On The Assessment of Surface Heat Flux and Evaporation Using Large-Scale Parameters. *Monthly Weather Review*, v. 100, p. 81-92.

SHEPPARD, P.A., TRIBBLE, D.T. e GARRATT, J.R. (1972). Studies of Turbulence in The Surface Layer over Water (Lough Neagh). Part I: Instrummentation, Programme, Profiles. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, v. 98, p. 627-641.

STEWART, R.B. e ROUSE, W.R. (1976). A Simple Method for Determining the Evaporation from Shallow Lakes and Ponds. *Water Resources Research*, v. 12, p. 623-628.

U.S. GEOLOGICAL SURVEY (1958). *Water-Loss Investigations: Lake Mead Studies*. Professional Paper No 298.

VERMA, S.B., ROSENBERG, N.J. e BLAD, B.L. (1978). Turbulent Exchange Coefficients for Sensible Heat and Water Vapor Under Advective Conditions. *Journal of Applied Meteorology*, v. 17, p. 330-338.

WARHAFT, Z. (1976). Heat and Moisture Flux in The Stratified Boundary Layer. *Quarterly Journal of The Royal Meteorological Society*, v. 102, p.703-707.

WEBB, E.K. (1960). On Estimating Evaporation with Fluctuating Bowen Ratio. *Journal of Geophysical Research*, v. 65, p. 3415-3417.

WEBB, E.K. (1964). Further Note on Evaporation with Fluctuating Bowen Ratio. *Journal of Geophysical Research*, v. 69, p. 2649-2650.

WEBB, E.K. (1966). A Pan-Lake Evaporation Relationship. *Journal of Hydrology*, v. 4, p. 1-11.