

TEA018 Hidrologia Ambiental – Notas de aula

Nelson Luís Dias

Prof. Titular, Departamento de Engenharia Ambiental, UFPR

10 de agosto de 2020

Sumário

1	Introdução e Processos Hidrológicos	4
1.1	Introdução e aplicações	4
1.2	Estimativas de P , Q e E	6
1.3	O conceito de sistemas — ou escalas!	8
1.4	História	10
2	As leis de conservação e as bases de Mecânica dos Fluidos da Hidrologia	11
2.1	O Teorema do Transporte de Reynolds	11
2.2	A equação da continuidade	13
2.3	As equações de Mecânica dos Fluidos	14
2.4	Aplicações em Hidrologia	16
2.5	Balanços de massa, quantidade de movimento e energia em um trecho de rio em escoamento uniforme e permanente	19
2.6	Métodos racionais para o cálculo da perda de carga	23
2.6.1	A fórmula de Manning	26
2.7	Escoamentos em meios porosos: lei de Darcy	28
2.8	O balanço de radiação na superfície	29
2.9	Hidrologia computacional	30
3	Água na atmosfera	37
3.1	O balanço radiativo da Terra e o efeito estufa	37
3.2	Circulação atmosférica	39
3.3	A leis dos gases ideais e calores específicos para uma substância pura	42
3.4	A atmosfera como uma mistura de gases ideais	44
3.5	Saturação e grandezas associadas	51
3.6	Temperatura potencial	55
3.7	Precipitação	61
3.8	Evaporação: escalas e conceitos gerais	69
3.8.1	Umidade atmosférica	75
3.9	O movimento da Terra no espaço	76
3.10	The declination of the Sun seen from the Earth	81
3.11	Radiaton	82
3.12	Atmospheric radiation	84
3.13	Cloudiness effect on atmospheric irradiance	86
3.13.1	Balanços de massa e energia	87
3.14	Repartição de energia e importância da evaporação e evapotranspiração	93

3.15	Os métodos e modelos clássicos de evaporação e evapotranspiração	94
3.15.1	Métodos	94
3.15.2	Modelos	96
3.15.3	Evapo(transpi)ração potencial	97
3.16	Linhas de ação para aplicações	99
3.16.1	Evapo(transpi)ração potencial em modelos chuva-vazão	99
3.16.2	Evapotranspiração em parcelas	99
3.16.3	Evapotranspiração em bacias hidrográficas	100
3.16.4	Evaporação em lagos	100
3.17	Implementação computacional	101

Capítulo 1

Introdução e Processos Hidrológicos

1.1 Introdução e aplicações

A água é a substância mais abundante na Terra.

A Hidrologia trata da água nos estados sólido, líquido e gasoso.

Aplicações de Hidrologia:

- Projeto e operação de estruturas hidráulicas.
- Abastecimento de Água.
- Tratamento e destino de esgotos.
- Irrigação.
- Drenagem.
- Geração de energia hidrelétrica.
- Controle de cheias.
- Navegação fluvial.
- Controle de erosão.
- Estabilidade de encostas.
- Controle de salinização de solos.
- Controle de poluição hídrica.
- Usos recreativos.
- Proteção da fauna e da flora.

Uma definição mais precisa

Hidrologia é o estudo do ciclo hidrológico nas áreas continentais.

Tanto a variabilidade natural quanto as atividades humanas afetam os diversos fluxos do ciclo hidrológico e a qualidade da água.

Praticamente *todas* as atividades humanas impactam o ambiente, e o ciclo hidrológico, direta ou indiretamente. Exemplos:

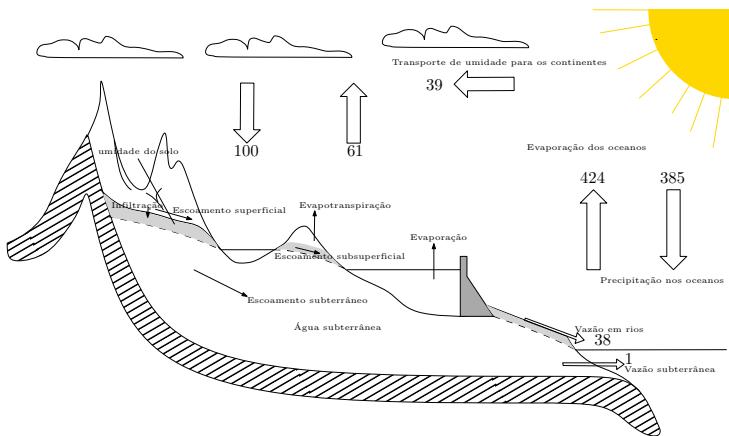


Figura 1.1: O ciclo hidrológico (adaptado de [Chow et al. \(1988\)](#)).

- Agricultura em geral:
 - Aragem do solo.
 - Irrigação.
 - Adubação.
- Desmatamento.
- Exploração de águas superficiais.
- Exploração de águas subterrâneas.
- Construção de represas.
- Lançamento de esgoto *in natura* ou tratado em rios, lagos e no oceano.
- Urbanização.
- ...

O ciclo hidrológico merece a figura 1.1 de [Chow et al. \(1988\)](#).

Aqui aparece pela primeira vez o termo *Runoff* que às vezes é sinônimo de *overland flow* (escoamento superficial) e às vezes é sinônimo de *streamflow* (vazão em uma seção de rio).

Meu conselho: evite *runoff*; diga com outras palavras e use outros símbolos. De todo modo, *runoff* significa o escoamento para fora de algum compartimento (uma gleba de solo no caso de uma visão mais local e “agronômica”, ou a bacia como um todo no caso de uma visão “hidrológica”).

Note também, na figura 1.2, a distinção entre leçol (e poço) freático e artesiano.

Como podemos ver na figura 1.1, são elementos do ciclo hidrológico nos continentes:

- Precipitação (chuva + neve + granizo)

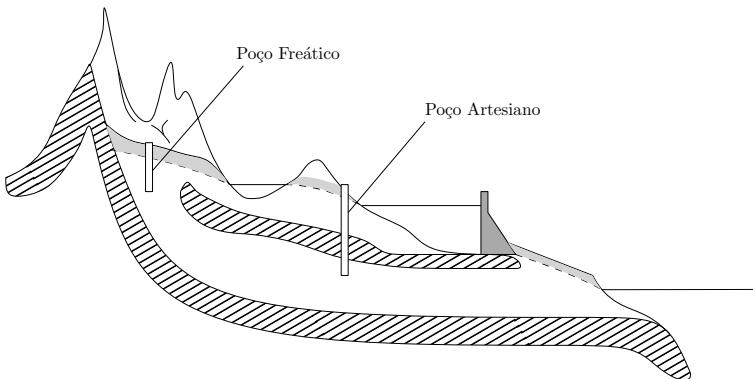


Figura 1.2: Poços freático e artesiano.

Tabela 1.1: Distribuição da água no planeta.

Região	Quantidade (%)
Oceanos	96.5
Água subterrânea	0.73 (doce)
Água subterrânea	0.96 (salgada)
Umidade do solo	0.0012
Calotas polares	1.7
Lagos	0.007 (doce)
Lagos	0.006 (salgada)
Pântanos	0.0008
Rios	0.0002
Seres vivos	0.0001
Atmosfera	0.001

- Evapotranspiração:
 - Evaporação
 - Evapotranspiração
- Infiltração
- Escoamento superficial (*overland flow*)
- Escoamento subsuperficial
- Escoamento subterrâneo Os três elementos podem contribuir para a formação da *vazão* na seção exutória de uma bacia hidrográfica.

As quantidades de água nas diversas regiões do planeta estão mostradas na tabela 1.1

1.2 Estimativas de P , Q e E

Algumas vezes, P , E e Q são denominados *fases* do ciclo hidrológico.

Considere o balanço hídrico de uma bacia hidrográfica,

$$\frac{dS}{dt} = P - E - Q,$$

e integre:

$$\begin{aligned}\int_{t_i}^{t_f} \frac{dS}{dt} dt &= \int_{t_i}^{t_f} P dt - \int_{t_i}^{t_f} E dt - \int_{t_i}^{t_f} Q dt; \\ \langle P \rangle &\equiv \frac{1}{\Delta t} \int_{t_i}^{t_f} P dt; \\ S_f - S_i &= [\langle P \rangle - \langle E \rangle - \langle Q \rangle] \Delta t, \\ \frac{S_f - S_i}{\Delta t} &= [\langle P \rangle - \langle E \rangle - \langle Q \rangle] \Delta t.\end{aligned}$$

Agora, se Δt é *muito grande*, e se $S(t)$ é *estacionário*,

$$\lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{S_f - S_i}{\Delta t} = 0 \Rightarrow \langle P \rangle = \langle E \rangle + \langle Q \rangle.$$

Muitas vezes encontra-se isso escrito simplesmente como

$$P = E + Q.$$

Portanto, cuidado com a notação: o significado das variáveis vai depender do contexto, e você deve ser capaz de compreender esse significado justamente *pelo contexto*.

Além disso, existem várias *dimensões* possíveis para P , E , e Q . Em princípio, devemos ter

$$[P] = [E] = [Q] = M L^{-2} T^{-1}$$

(um fluxo de massa por unidade de área em um ponto específico da bacia hidrográfica) ou

$$[P] = [E] = [Q] = M T^{-1}$$

(um fluxo de massa sobre toda a superfície horizontal da bacia).

Por exemplo, no SI suponha P inicialmente em kg s^{-1} (indicando um fluxo de massa sobre toda a área da bacia). Se ρ é a densidade da água e se a supusermos constante,

$$\frac{\text{kg s}^{-1}}{\text{kg m}^{-3}} \Rightarrow P \text{ em } \text{m}^3 \text{s}^{-1}.$$

Se dividirmos agora pela área superficial sobre a qual o fluxo ocorre,

$$\frac{\text{m}^3 \text{s}^{-1}}{\text{m}^2} \Rightarrow P \text{ em } \text{m s}^{-1}.$$

Alternativamente, encontra-se P em mm dia^{-1} , mm mês^{-1} , mm ano^{-1} .

Algumas vezes, reporta-se a integral

$$\int_{t_i}^{t_f} \frac{P(t)}{\rho A} dt$$

em m ou em mm.

Em resumo, as dimensões e as unidades e o *significado* dos símbolos dependem do *contexto*, e você deve estar atento a elas.

Finalmente, P , E e Q são fluxos entre “compartimentos” (volumes de controle). Por exemplo, P e E são fluxos entre a atmosfera e as superfícies continentais, Q é um fluxo através de uma seção de rio, etc..

Para entender a relação entre os fluxos e o armazenamento entre e em diversos compartimentos, é preciso ter uma sólida base em Mecânica dos Fluidos e em Matemática (Análise, Métodos Numéricos, Estatística, ...).

Em resumo, a Hidrologia é uma ciência multidisciplinar e que engloba desde aspectos muito teóricos até outros muito aplicados.

Tempo de residência Considere um balanço de massa simples e em seguida regime permanente:

$$\begin{aligned}\frac{dM}{dt} &= F_i - F_o, \\ \frac{dM}{dt} &= 0 \Rightarrow F_i = F_o = F.\end{aligned}$$

O tempo de residência do compartimento cuja massa é M é

$$T_r = \frac{M}{F}.$$

Quais são as dimensões de F ?

1.3 O conceito de sistemas — ou escalas!

Classificação de modelos O problema de “classificar” um modelo é enorme, porque em geral a classificação “não fecha”, e um mesmo modelo acaba recebendo duas ou mais classificações. De todo modo, as categorias mais comuns são:

- Modelos físicos × empíricos.
- Modelos concentrados × distribuídos.
- Modelos determinísticos × estocásticos.

Algumas vezes é fácil “classificar” um modelo, e outras não. Considere

$$Q = ciA \quad \text{ou} \quad Q = cP,$$

que é a “fórmula racional”. Ela é racional porque Q e iA , ou Q e P , têm as mesmas dimensões físicas (i , em mm h^{-1} ou mm dia^{-1} é a intensidade de precipitação. A distinção entre i e P é cinzenta. Historicamente, P era reservado para “altura acumulada de chuva”, em mm).

A fórmula racional é “empírica”, e c tem que ser descoberto, adivinhado, ou calibrado, para cada bacia. Por outro lado, a Equação de Saint-Venant,

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + g \frac{\partial h}{\partial x} = S_0 - S_f,$$

é um model “físico” porque se baseia no princípio de conservação de quantidade de movimento. Ainda assim, S_f depende de uma relação empírica ou semi-empírica (em geral, a fórmula de Manning).

Modelos concentrados em geral fazem um balanço sobre todo um volume de controle. Por exemplo,

$$\begin{aligned}\frac{dS}{dt} &= I(t) - O(t), \\ O(t) &= aS^b, \\ \frac{dS}{dt} + aS^b &= I(t).\end{aligned}$$

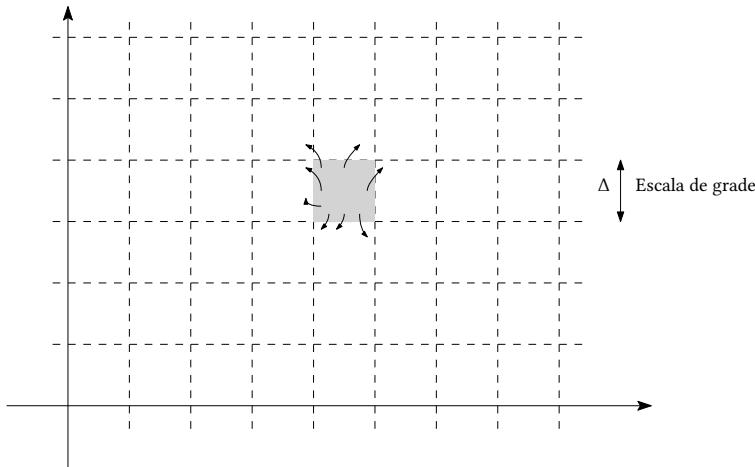
Classifique a equação diferencial acima.

Muitas vezes, o modelo concentrado é alimentado por uma equação empírica ou semi-empírica do tipo $O = aS^b$, etc..

Modelos distribuídos são muitas vezes implementados em grades 1D, 2D ou 3D. A *resolução* do modelo é o tamanho da grade.

Mesmo em um modelo distribuído com base fortemente física, entretanto, o que acontece em escalas abaixo da escala da grade [digamos, Δx] precisa ainda ser *parametrizado*. A parametrização:

- Em geral depende da escala da grade Δx .
- Envolve algum nível de empirismo.



Por exemplo, a equação constitutiva para um fluido Newtoniano,

$$\begin{aligned}T_{ij} &= -P\delta_{ij} + \lambda s_{kk}\delta_{ij} + 2\mu s_{ij}, \\ s_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right),\end{aligned}$$

expressa as tensões T_{ij} em um *continuum* em termos da pressão termodinâmica p , da taxa de deformação s , e de dois coeficientes de viscosidade, μ e λ , que parametrizam o efeito das interações moleculares na escala do contínuo (a microescala de Kolmogorov).

Um modelo estocástico abre mão da física e de parametrizações físicas para estimar probabilidades de ocorrência. Um exemplo extremo é o modelo de Gumbel para a vazão x_T com período de retorno T :

$$\begin{aligned}y_T &= -\ln \left[\ln \left(\frac{T}{T-1} \right) \right], \\ x_T &= u + \alpha y_T,\end{aligned}$$

onde u e α são os parâmetros da distribuição Gumbel.

O argumento altamente sensato de Brutsaert (1986, 1998) é que faz mais sentido identificar as escalas que estão sendo resolvidas explicitamente e aquelas cujo resultado agregado precisa ser parametrizado. A partir daí, nós procuramos identificar quais são as parametrizações de sub-grade necessárias (ou explicitar sua utilização).

1.4 História

Chow et al. (1988) fazem um bom resumo do desenvolvimento histórico da hidrologia. O conceito de ciclo hidrológico começou a ser compreendido qualitativamente já na antiguidade. No entanto, somente na Idade Moderna *medidas* começaram o difícil processo de quantificar seus componentes e demonstrar experimentalmente a sua validade.

Outro ponto importante é que a Mecânica dos Fluidos só começou a produzir resultados úteis em Engenharia a partir de meados do século XIX (Darrigol, 2005). Com isso, a Hidrologia tem se desenvolvido a reboque dos avanços científicos em Mecânica dos Fluidos.

Até hoje, Hidráulica e Hidrologia carregam a tradição em empirismo (na acepção de tentativas não-informadas, ou mal-informadas, pela ciência) e soluções *ad-hoc* e só lentamente têm evoluído na direção de soluções de Engenharia com fundamentos racionais nas ciências exatas e da natureza.

Capítulo 2

As leis de conservação e as bases de Mecânica dos Fluidos da Hidrologia

2.1 O Teorema do Transporte de Reynolds

Propriedades extensivas \Rightarrow valem para um corpo como um todo (*in bulk*).

Propriedades intensivas \Rightarrow valem cada ponto do contínuo.

Elas vêm aos pares, sendo definidas por

$$N = \int_{\mathcal{C}} \eta \rho \, dV,$$

onde

N É a propriedade extensiva, válida para o corpo que ocupa a região \mathcal{C} (às vezes diremos: para o corpo \mathcal{C} , ou para a região material \mathcal{C}).

ρ É a massa específica ou densidade do fluido.

η É a propriedade intensiva (por unidade de massa) associada.

O Teorema do Transporte de Reynolds talvez seja mais importante do que sua dedução; portanto, vamos enunciá-lo primeiro:

$$\frac{DN}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{C}} \eta \rho \, dV + \oint_{\mathcal{S}} \eta \rho (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \, dA.$$

A utilidade do Teorema do Transporte de Reynolds vem do fato de que:

- $\frac{D}{Dt}$ é a derivada material.
- $\frac{DN}{Dt}$ é a taxa de variação da grandeza N pertinente ao corpo \mathcal{C} .

Leis da física

Massa

$$\frac{DM}{Dt} = 0, \quad \eta = 1.$$

Momentum

$$\frac{DP}{Dt} = F, \quad \eta = \mathbf{v}, \quad (2^{\text{a}} \text{ lei de Newton}).$$

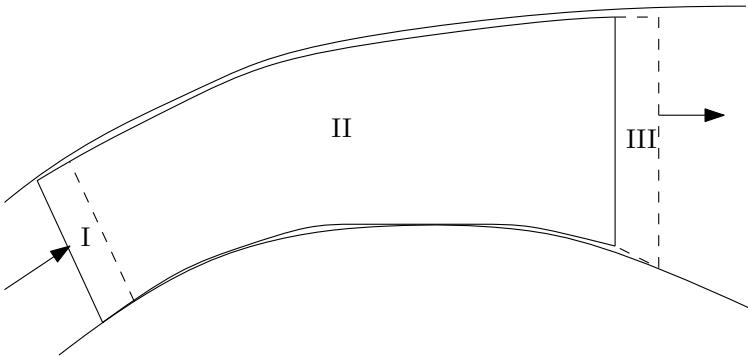
Energia

$$\frac{D(\mathcal{U} + \mathcal{E}_c)}{Dt} = \dot{W} + \dot{Q}, \quad \eta = \frac{v^2}{2} + u.$$

onde \mathcal{U} é a energia interna do corpo, e \mathcal{E}_c é a sua energia cinética.

Isso permite *matematizar* as leis de conservação para um meio contínuo.

Uma dedução muito básica do teorema é a seguinte:



$$\frac{DN}{Dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{N(t + \Delta t) - N(t)}{\Delta t}$$

$$N(t) = \int_{I+II} \eta \rho dV,$$

$$N(t + \Delta t) = \int_{II+III} \eta \rho dV.$$

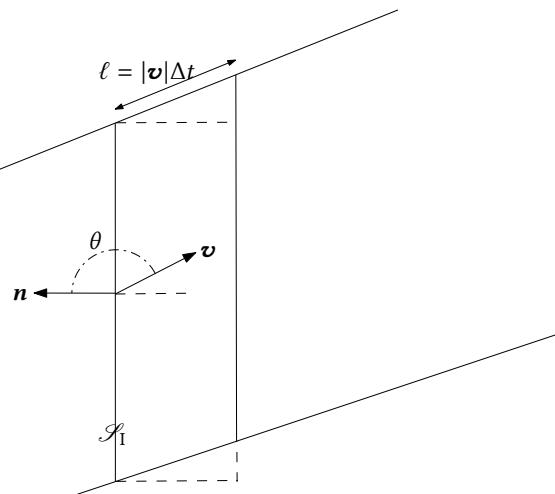
Portanto temos

$$\frac{DN}{Dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \left\{ \left[\int_{II} \eta \rho dV \right] (t + \Delta t) - \left[\int_{II} \eta \rho dV \right] (t) + \left[\int_{III} \eta \rho dV \right] (t + \Delta t) - \left[\int_I \eta \rho dV \right] (t) \right\}.$$

As integrais sobre $II(t + \Delta t)$ e $II(t)$ formam uma derivada parcial em relação ao tempo usual:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\left[\int_{II} \eta \rho dV \right] (t + \Delta t) - \left[\int_{II} \eta \rho dV \right] (t)}{\Delta t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{C}} \eta \rho dV.$$

Vamos olhar agora para a região I:



Em toda a fronteira de I com o exterior, $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) < 0$. Além disso, para Δt “pequeno”, $\ell = |\mathbf{v}| \Delta t$ é pequeno. O volume de I é aproximadamente dado por

$$V_I = - \int_{\mathcal{S}_I} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \Delta t \, dA \quad \Rightarrow \\ - \left[\int_I \eta \rho \, dV \right] (t) = \left[\int_{\mathcal{S}_I} \eta (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \, dA \right] \Delta t,$$

e portanto

$$N_I = \left[\int_{\mathcal{S}_I} \eta (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \, dA \right] \Delta t,$$

ou

$$- \left[\int_I \eta \rho \, dV \right] (t) = + \left[\int_{\mathcal{S}_I} \eta (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \, dA \right] \Delta t.$$

Analogamente,

$$+ \left[\int_{III} \eta \rho \, dV \right] (t + \Delta t) = + \left[\int_{\mathcal{S}_{III}} \eta (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \, dA \right] \Delta t.$$

Note que a superfície \mathcal{S} é formada por

\mathcal{S}_I onde $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) < 0$;

\mathcal{S}_{III} onde $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) > 0$;

\mathcal{S}_0 onde $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) = 0$.

Logo,

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \left\{ \left[\int_{III} \eta \rho \, dV \right] (t + \Delta t) - \left[\int_I \eta \rho \, dV \right] (t) \right\} = \oint_{\mathcal{S}} \eta \rho (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \, dA,$$

e isso conclui o Teorema do Transporte de Reynolds:

$$\frac{DN}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{C}} \eta \rho \, dV + \oint_{\mathcal{S}} \eta \rho (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \, dA \blacksquare$$

2.2 A equação da continuidade

Para a massa M de um corpo,

$$\begin{aligned} \eta &= 1, \\ \frac{DM}{Dt} &= 0; \end{aligned}$$

logo,

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{C}} \rho \, dV + \oint_{\mathcal{S}} \rho (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \, dA, \\ 0 &= \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{C}} \rho \, dV + \oint_{\mathcal{S}} (\mathbf{n} \cdot [\rho \mathbf{v}]) \, dA. \end{aligned}$$

A equação da continuidade é a melhor forma de introduzir o Teorema da Divergência para a obtenção das equações diferenciais de Mecânica dos Fluidos:

$$\oint_{\mathcal{S}} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{f}) dA = \int_{\mathcal{C}} (\nabla \cdot \mathbf{f}) dV,$$

onde

$$\nabla \cdot \mathbf{f} = \frac{\partial f_x}{\partial x} + \frac{\partial f_y}{\partial y} + \frac{\partial f_z}{\partial z},$$

para o *campo vetorial* $\mathbf{f} = (f_x, f_y, f_z)$. Logo

$$0 = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{C}} \rho dV + \int_{\mathcal{C}} \nabla \cdot [\rho \mathbf{v}] dV;$$

$$0 = \int_{\mathcal{C}} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \mathbf{v}] \right] dV.$$

A equação acima tem que ser válida para uma região material \mathcal{C} arbitrária; logo,

$$0 = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \mathbf{v}]$$

2.3 As equações de Mecânica dos Fluidos

Nas microescalas de Kolmogorov

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \mathbf{v}] &= 0, \\ \frac{\partial c}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla c &= D \nabla^2 c \\ \rho \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right] &= \rho \mathbf{g} + \nabla (-p + (\lambda + \mu)(\nabla \cdot \mathbf{v})) + \mu \nabla^2 \mathbf{u} \\ \rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) &= \rho c_p \alpha \nabla^2 T - p(\nabla \cdot \mathbf{v}) + \underbrace{\Phi}_{\text{Dissip visc}} \end{aligned}$$

As equações promediadas de Reynolds

(Para uma densidade ρ_0 de referência, e escoamento solenoidal ($\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$))

Médias “de conjunto” (ou sobre um grande número de realizações k do escoamento):

$$\bar{a} \equiv \sum_{k=1}^N a(k).$$

Essa ideia vai voltar muitas vezes neste curso, quando nós discutirmos métodos estatísticos e Hidrologia Estocástica.

A decomposição de Reynolds:

$$a(\mathbf{x}, t; k) = \bar{a}(\mathbf{x}, t) + a'(\mathbf{x}, t; k).$$

As médias de Reynolds são determinísticas; as flutuações são (modeladas como) aleatórias.

As equações promediadas de Reynolds (RANS: *Reynolds-averaged Navier-Stokes equations*):

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \bar{\mathbf{v}} &= 0, \\ \frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{c} + \underbrace{\nabla \cdot [\bar{\mathbf{v}}' c']}_{\text{Vet Reynolds}} &= D \nabla^2 \bar{c}, \\ \frac{\partial \bar{\mathbf{v}}}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{v}} + \underbrace{\nabla \cdot [\bar{\mathbf{v}}' \bar{\mathbf{v}}']}_{\text{Tensor Reynolds}} &= \mathbf{g} - \frac{1}{\rho_0} \nabla \bar{p} + \nu \nabla^2 \bar{\mathbf{v}} \end{aligned}$$

Para a temperatura, o termo $p(\nabla \cdot \mathbf{v})$ em geral não pode ser desprezado!!! Em muitos casos, usamos (com muitas aproximações) uma equação análoga à de difusão-advecção:

$$\rho_0 c_p \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla \bar{T} + \nabla \cdot [\bar{\mathbf{v}}' T'] \right) \approx \rho c_p \alpha \nabla^2 \bar{T} + \bar{\Phi}$$

A maioria (mas não todos) dos escoamentos de nosso interesse em Hidrologia são turbulentos. Uma exceção são alguns escoamentos no solo. Uma característica importante das equações “de ordem 1” de Reynolds, que listamos acima, é que os termos difusivos e de dissipação são pequenos em relação aos demais em cada equação, respectivamente:

$$D \nabla^2 \bar{c}, \nu \nabla^2 \bar{\mathbf{v}}, \rho c_p \alpha \nabla^2 \bar{T}, \bar{\Phi}.$$

Por exemplo,

$$D \nabla^2 \bar{c} \ll \nabla \cdot [\bar{\mathbf{v}}' c'].$$

Isso *não significa* que os efeitos moleculares podem ser simplesmente esquecidos, porque eles se revelam importantes nas equações de Reynolds *de ordem 2*. A equação para a energia cinética da turbulência (ECT, ou TKE em Inglês) foi obtida originalmente pelo próprio Reynolds ([Reynolds, 1895](#)):

$$\begin{aligned} \bar{e} &= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \bar{v}'_i \bar{v}'_i; \\ \frac{\partial \bar{e}}{\partial t} + \sum_{j=1}^3 \bar{v}_j \frac{\partial \bar{e}}{\partial x_j} &= \underbrace{-\frac{g}{\rho_0} \bar{v}'_3 \rho'}_B - \underbrace{\frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \bar{v}'_i \bar{v}'_j}_P \\ &\quad - \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{\rho_0} \bar{v}'_j p' + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \bar{v}'_i \bar{v}'_i \bar{v}'_j - 2\nu \sum_{i=1}^3 \bar{s}'_{ij} \bar{s}'_{ij} \right) - \underbrace{2\nu \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \bar{s}'_{ij} \bar{s}'_{ij}}_{\epsilon \equiv \Phi / \rho_0}. \end{aligned}$$

Em condições de “equilíbrio”,

$$\frac{\overline{D\bar{e}}}{Dt} \approx 0 \approx P + B - \epsilon.$$

A “difusividade turbulenta” é uma analogia ruim:

$$q_z = -\rho c_p \alpha \frac{\partial T}{\partial z};$$

$$\overline{w' T'} = -K_T \frac{\partial \bar{T}}{\partial z}.$$

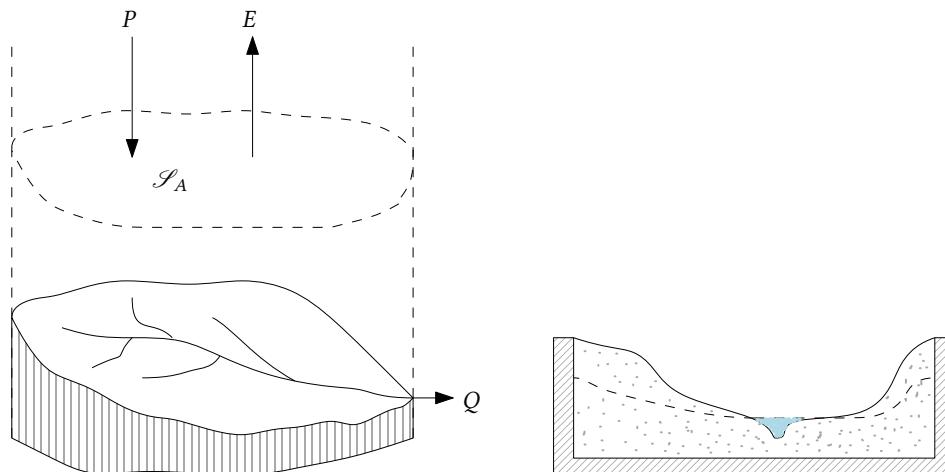
Aqui, $\llbracket K_T \rrbracket = \llbracket \alpha \rrbracket = L^2 T^{-1}$. Ao contrário da *difusividade molecular* para o calor, α , a *difusividade turbulenta* K_T depende do escoamento. Modelos universais para a previsão de difusividades turbulentas são muito mais a exceção do que a regra. Não há consenso de que essa abordagem um dia possa “resolver” o problema da turbulência (mesmo indo para ordens superiores a 2); na verdade, provavelmente a maioria dos pesquisadores hoje em dia pensa que isso não é possível.

No entanto, na falta de coisa melhor, a abordagem é muitas vezes útil em Engenharia, e nós a encontraremos (ou variações sobre o tema) muitas vezes neste curso.

2.4 Aplicações em Hidrologia

O balanço hídrico de uma bacia hidrográfica

Faça \mathcal{C} = bacia hidrográfica até a camada impermeável e até os divisores de água, e um pouco acima da superfície da bacia.



Nossa hipótese será de que só existe fluxo de massa:

- através da superfície superior,
- na seção exutória da bacia.

Note que isso nem sempre será verdade!

O fluxo de água líquida através da superfície superior é

$$\dot{M}_P = \int_{S_A} \rho_w (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) dA = \rho_w \int_{S_A} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) dA < 0.$$

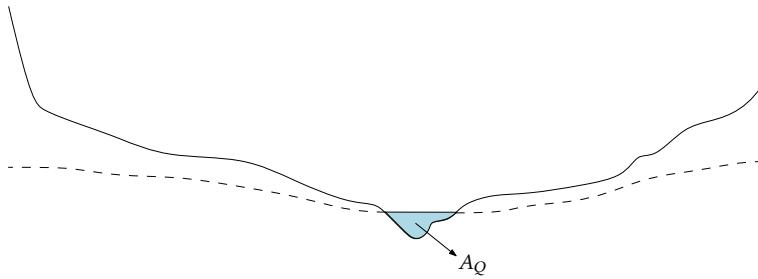
As unidades de \dot{M}_P são

$$\{\dot{M}_P\} = \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \times \frac{\text{m}^3}{\text{s}} = \text{kg s}^{-1}.$$

Nesta seção vamos definir tudo em termos de *fluxos específicos* (por unidade de área horizontal):

$$\begin{aligned}\dot{M}_P &= \int_{\mathcal{S}_A} \rho_w (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) dA \equiv -PA < 0, \\ \dot{M}_E &= \int_{\mathcal{S}_A} \rho_v (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) dA \equiv EA > 0, \\ \dot{M}_Q &= \int_{\mathcal{S}_Q} \rho_w (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) dA \equiv QA > 0.\end{aligned}$$

Estritamente falando, estamos desprezando a difusão molecular e “fazendo as contas” alguns metros acima da superfície da bacia hidrográfica sobre uma superfície horizontal plana \mathcal{S}_A cuja área é A . Acima, ρ_w é a massa específica da água líquida. Na integral de \dot{M}_E , ρ_v é a massa específica do *vapor d’água*. Note também que a última integral acima é sobre a seção do rio \mathcal{S}_Q , cuja área A_Q é muito menor do que a área horizontal A da bacia. Mesmo assim, nós estamos definindo (*nesta seção*) Q como uma vazão mássica *específica*, por unidade de área horizontal da bacia.



Dentro de \mathcal{C} (\equiv bacia hidrográfica) a água é armazenada dentro de plantas e animais, na região vadosa (zona não-saturada do solo) e na região saturada do solo (água subterrânea). Nós vamos desprezar o armazenamento em plantas e animais.

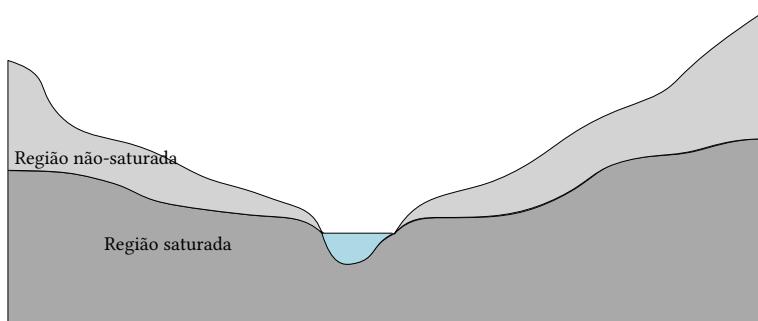
Até agora,

$$\oint_{\mathcal{S}} \rho (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) dA = [-P + E + Q] A,$$

restando o termo transiente

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{C}} \rho dV$$

que contabiliza a água no solo.



Agora,

$$M = M_s + M_n = \int_{\mathcal{C}} \rho \, dV.$$

Defina

$$M \equiv SA,$$

$$M_s \equiv S_s A,$$

$$M_n \equiv S_n A;$$

então,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{C}} \rho \, dV &= \frac{\partial}{\partial t} [M_s + M_n] \\ &= \frac{\partial}{\partial t} [(S_s + S_n)A] \\ &= \frac{\partial}{\partial t} [AS] \\ &= A \frac{dS}{dt}. \end{aligned}$$

A equação de balanço é

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{C}} \rho \, dV + \oint_{\mathcal{S}} \rho (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \, dA \\ 0 &= A \frac{dS}{dt} + A [-P + E + Q]; \\ \frac{dS}{dt} &= P - E - Q, \end{aligned}$$

como já vimos anteriormente. Lembre-se:

$$\begin{aligned} \{P\} &= \{E\} = \{Q\} = \text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}; \\ \{S\} &= \text{kg m}^{-2}. \end{aligned}$$

Na prática, quando chove $P \gg E$, e quando não chove $E \gg P$ (pelo menos enquanto a bacia não fica muito seca), mas a equação de balanço hídrico em geral envolve uma *média temporal*, de forma que *na média* ambos os termos são importantes. De fato, se P , E e Q são valores *instantâneos* para a bacia como um todo,

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dt} &= P - E - Q, \\ \int_t^{t+\Delta t} \frac{dS}{d\tau} \, d\tau &= \int_t^{t+\Delta t} [P - E - Q] \, d\tau. \end{aligned}$$

Defina

$$\begin{aligned}\langle P \rangle &\equiv \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} P(\tau) d\tau \Rightarrow \\ \int_t^{t+\Delta t} P(\tau) d\tau &= \langle P \rangle \Delta t, \\ \int_t^{t+\Delta t} E(\tau) d\tau &= \langle E \rangle \Delta t, \\ \int_t^{t+\Delta t} Q(\tau) d\tau &= \langle Q \rangle \Delta t,\end{aligned}$$

de tal maneira que $\langle P \rangle$ significa a *média temporal* de P ao longo de Δt . Fazendo o mesmo para E e Q ,

$$\int_t^{t+\Delta t} \frac{dS}{d\tau} d\tau = [\langle P \rangle - \langle E \rangle - \langle Q \rangle] \Delta t.$$

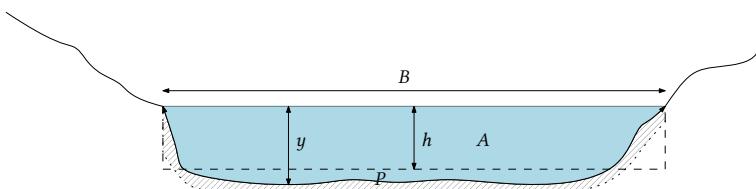
Usando o Teorema Fundamental do Cálculo,

$$\begin{aligned}\int_t^{t+\Delta t} \frac{dS}{d\tau} d\tau &= \int_t^{t+\Delta t} dS = S(t + \Delta t) - S(t); \Rightarrow \\ \frac{S(t + \Delta t) - S(t)}{\Delta t} &= \langle P \rangle - \langle E \rangle - \langle Q \rangle.\end{aligned}$$

Note que $\langle P \rangle$ e $\langle Q \rangle$ são medidos(estimados) com *razoável* facilidade e acurácia. Porém, a medição(estimação) de S_n , S_s e E é *muito* difícil.

2.5 Balanços de massa, quantidade de movimento e energia em um trecho de rio em escoamento uniforme e permanente

Algumas definições:



B Largura

A Área molhada

P Perímetro molhado

y Profundidade do escoamento

h Profundidade média do escoamento

R Raio hidráulico

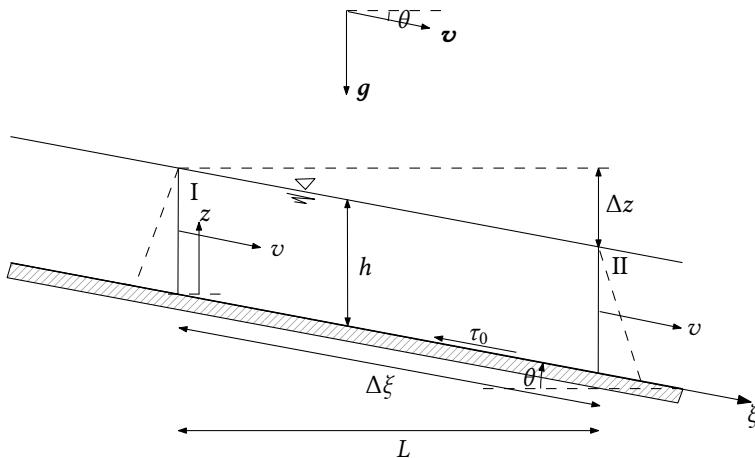
Temos:

$$h = \frac{A}{B},$$

$$R = \frac{A}{P}.$$

Muitas vezes $B \gg h$, e a seção é assimilada a um retângulo de dimensões $B \times h$.

Em escoamento uniforme, a linha d'água é paralela à linha do fundo.



A equação de balanço de massa agora resume-se a (para $\rho_w = \text{constante}$)

$$Q = v \cos \theta A$$

Atenção! Q mudou de significado, e agora é uma vazão volumétrica!

Parta do Teor. Transp. Reynolds e chegue em $Q = v \cos \theta A$

A equação de balanço de quantidade de movimento é

$$F_{c\xi} + F_{s\xi} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{C}} v_\xi \rho \, dV + \oint_{\mathcal{S}} v_\xi \rho (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \, dA$$

O escoamento é permanente:

$$F_{s\xi} + F_{c\xi} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{C}} v_\xi \rho \, dV + \oint_{\mathcal{S}}^0 v_\xi \rho (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \, dA$$

O escoamento é uniforme e as velocidades são iguais nas seções de entrada e saída do trecho (o que muda?)

$$F_{c\xi} + F_{s\xi} = \oint_{\mathcal{S}}^0 v_\xi \rho (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \, dA$$

$$(\rho g A L) \sin \theta - \tau_0 P \Delta \xi + \int_{\mathcal{S}_I} p \cos(\theta) \, dA - \int_{\mathcal{S}_{II}} p \cos(\theta) \, dA = 0,$$

$$(\rho g A L) \sin \theta - \tau_0 P \Delta \xi = 0,$$

Existe portanto um equilíbrio entre o peso e o atrito do fundo sobre a água no trecho.

$$\begin{aligned}
L &= \Delta\xi \cos \theta; \\
\theta \approx 0 &\Rightarrow \cos \theta \approx 1; \quad \sin \theta \approx \tan \theta; \\
\rho g A \Delta\xi \cos \theta \sin \theta &= \tau_0 P \Delta\xi, \\
\rho g A \Delta\xi \tan \theta &= \tau_0 P \Delta\xi, \\
g \frac{A}{P} \tan \theta &= \frac{\tau_0}{\rho}
\end{aligned}$$

$$\tan \theta = S_0$$

$$\tau_0 = \rho g R S_0$$

$$\tau_0 / \rho \equiv v_*^2:$$

$$\begin{aligned}
g R S_0 &= v_*^2 \\
1 &= \frac{g R S_0}{v_*^2}, \\
v^2 &= \left(\frac{v}{v_*} \right)^2 g R S_0 \\
v &= \frac{v}{v_*} \sqrt{g R S_0}, \\
v &= C \sqrt{g R S_0} \quad (\text{Equação de Chézy})
\end{aligned}$$

Atenção para as simplificações! Isso foi obtido para uma velocidade v relativamente mal especificada (nós multiplicamos os dois lados da equação por v^2 !), e supostamente igual à velocidade média na seção.

Note que se a área da seção for medida na vertical, a afirmativa de Chow et al. (1988, p. 33),

The weight of fluid in the control volume is $\gamma A L$ (L é o nosso $\delta\xi$)

está estritamente errada, mas para ângulos pequenos, como vimos acima, o resultado final é na prática o mesmo.

A equação de balanço de energia é

$$\begin{aligned}
\dot{\mathcal{W}} + \dot{Q} &= \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{C}} e \rho dV + \oint_{\mathcal{S}} e \rho (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) dA, \\
e &= u + \frac{v^2}{2}.
\end{aligned}$$

Passo a passo:

$$\dot{\mathcal{W}} = \int_{\mathcal{C}} \rho (\mathbf{g} \cdot \mathbf{v}) dV + \oint_{\mathcal{S}} (\mathbf{t} \cdot \mathbf{v}) dA;$$

Primeiramente, a integral de volume:

$$\begin{aligned}\int_{\mathcal{C}} \rho(\mathbf{g} \cdot \mathbf{v}) dV &= \int_{\mathcal{C}} \rho g v \sin \theta dV \\ &= \rho g v \sin \theta \int_{\mathcal{C}} dV \\ &= \rho g v \sin \theta LBh.\end{aligned}$$

mas

$$\begin{aligned}\sin \theta &\approx \tan \theta = S_0, \\ L \tan \theta &= \Delta z, \\ Bh &= A, \\ vA &= Q, \Rightarrow \\ \int_{\mathcal{C}} \rho(\mathbf{g} \cdot \mathbf{v}) dV &= \rho g Q \Delta z.\end{aligned}$$

Em seguida, a integral de superfície:

$$\begin{aligned}t &\approx -p\mathbf{n} \Rightarrow \\ \oint_{\mathcal{S}} (\mathbf{t} \cdot \mathbf{v}) dA &= \oint_{\mathcal{S}} (-p\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) dA.\end{aligned}$$

Mas $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) \neq 0$ apenas ao longo das superfícies I e II:

$$\oint_{\mathcal{S}} (-p\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) dA = \int_I (-p\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) dA + \int_{II} (-p\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) dA.$$

Ao longo da superfície I (fazendo $z = 0$ no fundo),

$$\begin{aligned}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) &= -v \cos \theta; \\ p(z) &= p_{atm} + \rho g(h - z).\end{aligned}$$

Ao longo da superfície II (fazendo $z = 0$ no fundo),

$$\begin{aligned}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) &= +v \cos \theta; \\ p(z) &= p_{atm} + \rho g(h - z).\end{aligned}$$

Portanto,

$$\begin{aligned}\int_I (-p\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) dA &= \int_{z=0}^h +v \cos \theta [p_{atm} + \rho g(h - z)] B dz \\ &= +v \cos \theta \left[p_{atm} Bh + \frac{1}{2} \rho g B h^2 \right]; \\ \int_{II} (-p\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) dA &= \int_{z=0}^h -v \cos \theta [p_{atm} + \rho g(h - z)] B dz \\ &= -v \cos \theta \left[p_{atm} Bh + \frac{1}{2} \rho g B h^2 \right].\end{aligned}$$

Logo,

$$\oint_{\mathcal{S}} (-p \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) dA = 0.$$

Juntando tudo até agora,

$$\dot{\mathcal{W}} = \rho g Q \Delta z.$$

A equação de balanço de energia fica:

$$\rho g Q \Delta z + \dot{Q} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{C}} e \rho dV + \oint_{\mathcal{S}}^0 e \rho (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) dA.$$

Suponha agora, por simplicidade, que as energias internas específicas são uniformes em cada uma das seções I e II. Temos

$$\begin{aligned} \oint_{\mathcal{S}} e \rho (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) dA &= \int_I \left(u_1 + \frac{v^2}{2} \right) \rho (-v \cos \theta) dA \\ &\quad + \int_{II} \left(u_2 + \frac{v^2}{2} \right) \rho (+v \cos \theta) dA \\ &= -\rho v \cos \theta \left(u_1 + \frac{v^2}{2} \right) Bh + \rho v \cos \theta \left(u_2 + \frac{v^2}{2} \right) Bh \\ &= \rho v \cos \theta Bh (u_2 - u_1) \\ &= \rho Q (u_2 - u_1). \end{aligned}$$

É importante explicar fisicamente que $\dot{Q} < 0$. Para explicitar isso, façamos

$$\rho g Q \Delta z - |\dot{Q}| = \rho Q (u_2 - u_1).$$

Mas a perda de carga é *por definição* a energia mecânica (em unidades de comprimento) convertida em interna e (também) exportada para fora de \mathcal{C} como fluxo de calor:

$$\rho g Q h_f \equiv |\dot{Q}| + \rho Q (u_2 - u_1)$$

Portanto,

$$h_f = \Delta z.$$

Em resumo, quando o escoamento é permanente, a variação do nível d'água é igual à perda de carga.

2.6 Métodos racionais para o cálculo da perda de carga

O perfil log

Um dos maiores desafios em Mecânica dos Fluidos foi o desenvolvimento de métodos *racionais* para o cálculo da perda de carga em escoamentos turbulentos. A história da Mecânica dos Fluidos vale um ou mais livros à parte: veja por exemplo [Darrigol \(2005\)](#). No caso de escoamentos laminares, relações entre velocidade média na seção e perda de carga podem ser obtidas diretamente a partir de soluções das equações de Navier-Stokes.

Por exemplo, para um escoamento sob pressão em um duto retangular de largura infinita e altura 2δ , o perfil de velocidade é parabólico, e dado por

$$u(z) = \frac{gS_f}{2\nu} z (2\delta - z),$$

onde g é a aceleração da gravidade, ν é a viscosidade cinemática, e $z = 0$ na parede inferior, e

$$S_f = -\frac{1}{\rho g} \frac{dp}{dx}$$

é a perda de carga unitária, calculada em função do gradiente de pressão na tubulação. A integração da equação acima entre $z = 0$ e $z = 2\delta$ produz a relação para a perda de carga:

$$\begin{aligned} v &= \frac{1}{2h} \int_{z=0}^{2\delta} u(z) dz \\ &= \frac{gS_f \delta^2}{3\nu}; \Rightarrow \\ &= \frac{m s^{-2} m^2}{m^2 s^{-1}} = m s^{-1} \\ q &= 2\delta v = \frac{2gS_f \delta^3}{3\nu}. \end{aligned}$$

A importância dessa equação é enorme: se quisermos projetar uma tubulação para a vazão q (por unidade de largura), podemos resolver a equação para S_f , e consequentemente calcular a pressão necessária na tubulação para produzir a vazão desejada.

Em escoamentos turbulentos, não é possível deduzir analiticamente uma equação para o perfil de velocidade na seção, mas uma série de argumentos relativamente sofisticados e parcialmente baseados nas equações de conservação leva ao perfil log de velocidade de vón Kármán ([Tennekes e Lumley, 1972; Pope, 2000](#)):

$$u(z) = \frac{v_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right),$$

onde z_0 é a rugosidade para a quantidade de movimento, e $\kappa = 0.4$ é a constante de vón Kármán. Note que nós já encontramos a velocidade de atrito v_* antes; em um canal,

$$v_* = \sqrt{gRS_f},$$

onde S_f é a perda de carga. Em escoamento permanente e uniforme, nós sabemos que $S_f = h_f/L = S_0$, onde S_0 é a declividade do fundo.

Uma abordagem racional agora pode ser obtida, facilmente, para relacionar a vazão média no canal com a perda de carga. A velocidade média

na seção é

$$\begin{aligned} v &= \frac{1}{h} \int_{z=0}^h \frac{v_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) dz \\ v &\approx \frac{1}{h} \int_{z=z_0}^h \frac{v_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) dz \\ &= \frac{v_*}{\kappa} \left[\frac{z_0}{h} + \left(\ln\left(\frac{h}{z_0}\right) - 1 \right) \right]. \end{aligned}$$

Essa equação já basta, mas para vermos as coisas com mais clareza, considere o seguinte: em uma seção retangular bem larga, o raio hidráulico é praticamente igual à altura do escoamento:

$$\begin{aligned} R &= \frac{A}{P} \\ &= \frac{Bh}{2h+B} \\ &= \frac{h}{2\frac{h}{B}+1} \\ &\approx h, \quad h \ll B. \end{aligned}$$

Façamos agora

$$\begin{aligned} v_* &= \sqrt{ghS_f}, \\ v &= \frac{\sqrt{ghS_f}}{\kappa} \left[\frac{z_0}{h} + \left(\ln\left(\frac{h}{z_0}\right) - 1 \right) \right]. \end{aligned}$$

como $h \approx R$, isso pode ser escrito também em termos de R :

$$v = \frac{\sqrt{gRS_f}}{\kappa} \left[\frac{z_0}{R} + \left(\ln\left(\frac{R}{z_0}\right) - 1 \right) \right].$$

Incidentalmente, isso mostra que o coeficiente de Chézy não é constante, mas sim

$$C = \frac{1}{\kappa} \left[\frac{z_0}{R} + \left(\ln\left(\frac{R}{z_0}\right) - 1 \right) \right].$$

Agora, dada a geometria da seção e a perda de carga unitária S_f (igual a S_0 para escoamento permanente e uniforme), podemos calcular a velocidade média, e vice-versa: dada uma certa geometria e uma velocidade média desejada (no caso de projeto de canais artificiais, ou de intervenções de Engenharia em canais naturais), podemos determinar a declividade S_0 necessária.

Note que a equação obtida é *dimensionalmente consistente*:

$$\begin{aligned} \llbracket v \rrbracket &= LT^{-1}, \\ \llbracket \sqrt{gRS_f} \rrbracket &= \llbracket [LT^{-2} L 1]^{1/2} \rrbracket = LT^{-1}, \\ \llbracket \kappa \rrbracket &= 1, \\ \llbracket \frac{z_0}{R} \rrbracket &= 1. \end{aligned}$$

Além disso, a função log possui argumento adimensional, como dita o Teorema de Buckingham ([Buckingham, 1914](#)).

Observe que para que o cálculo seja realizado, é preciso conhecer a rugosidade z_0 do “fundo”. Além disso, se a incógnita do problema for R (ou h), ou S_f , a solução precisará ser numérica. Métodos para a obtenção de raízes de equações que não possuem solução algébrica são bem conhecidos (método da bissecção, método de Newton-Raphson, etc.) e podem ser facilmente implementados.

2.6.1 A fórmula de Manning

Por motivos históricos, as equações da sub-seção acima não são normalmente utilizadas para o cálculo de perdas de carga em canais e rios. Historicamente, o perfil log só surgiu no século XX, com os estudos de Ludwig Prandtl e Theodor vón Kármán sobre camadas-limite turbulentas. Esses estudos foram em seguida sistematizados para o cálculo de perdas de carga em tubulações por [Colebrook \(1939\)](#) e [Moody \(1944\)](#).

Antes disso, entretanto, o engenheiro irlandês R. Manning propôs uma fórmula empírica para relacionar v e S_f em canais ([Manning, 1891](#)):

$$v = \frac{1}{n} R^{2/3} S_f^{1/2},$$

que em geral é denominada “Equação de Manning”. A fórmula entretanto já tinha sido obtida anteriormente por [Gauckler \(1867\)](#). Na fórmula acima, n é um coeficiente que deve ser obtido experimentalmente para canais com diversos tipos de revestimento. Por exemplo, [Chow \(1959\)](#) apresenta extensas tabelas para n em seu capítulo 5.

Um problema imediato com a equação de Gauckler-Manning é que ela aparenta ser dimensionalmente inconsistente. Do lado esquerdo,

$$[v] = L T^{-1},$$

enquanto que do lado direito,

$$[R^{2/3}] = L^{2/3}.$$

Para que a equação seja dimensionalmente consistente, é necessário que

$$[n] = L^{-1/3} T,$$

mas o significado físico que deve ser atribuído a um n com tais dimensões físicas está longe de ser óbvio.

Provavelmente, o primeiro pesquisador que propôs uma abordagem racional, ou uma “dedução”, da equação de Manning, foi [Keulegan \(1938\)](#). O assunto continuou a atrair interesse, entretanto, como por exemplo no trabalho de [Chen \(1991\)](#), e mais recentemente de [Gioia e Bombardelli \(2002\)](#). Aqui, nós vamos seguir mais de perto a dedução (se é que esse é um bom termo) de [Chen](#).

A dedução baseia-se em substituir (ou *aproximar*) o perfil log por um perfil potência,

$$\frac{u(z)}{v_*} = a \left(\frac{z}{z_0} \right)^m,$$

e em seguida calcular a velocidade média na seção:

$$\begin{aligned} v &= \frac{v_*}{h} \int_0^h u(z) dz \\ &= \frac{v_*}{h} \int_0^h a \left(\frac{z}{z_0} \right)^m dz \\ &= \frac{av_*}{m+1} \left(\frac{h}{z_0} \right)^m \end{aligned}$$

É importante observar que esse resultado pressupõe que a distribuição de velocidades é uniforme na direção *transversal*. Isso não é estritamente verdadeiro, e estamos fazendo uma simplificação apenas para captar a essência da relação da equação de Gauckler-Manning com o perfil log e a rugosidade z_0 do fundo do canal. Note que agora tudo ficou muito simples:

$$v_* = \sqrt{gRS_f},$$

e

$$h \approx R,$$

(para uma seção em que $B \gg h$), de forma que, substituindo h por R , obtemos

$$\begin{aligned} v &= \frac{a}{m+1} \left(\frac{R}{z_0} \right)^m [gRS_f]^{1/2} \\ &= \underbrace{\left[\frac{ag^{1/2}}{(m+1)z_0^m} \right]}_{1/n} R^{m+1/2} S_f^{1/2}. \end{aligned}$$

Se nós compararmos essa equação com a equação de Gauckler-Manning, devemos ter $m = 1/6$, donde

$$v = \underbrace{\left[\frac{6ag^{1/2}}{7z_0^{1/6}} \right]}_{1/n} R^{2/3} S_f^{1/2}.$$

Note que o coeficiente de Manning agora pode ser expresso em termos de grandezas físicas e números adimensionais:

$$\frac{1}{n} = \frac{6ag^{1/2}}{7z_0^{1/6}},$$

de forma que

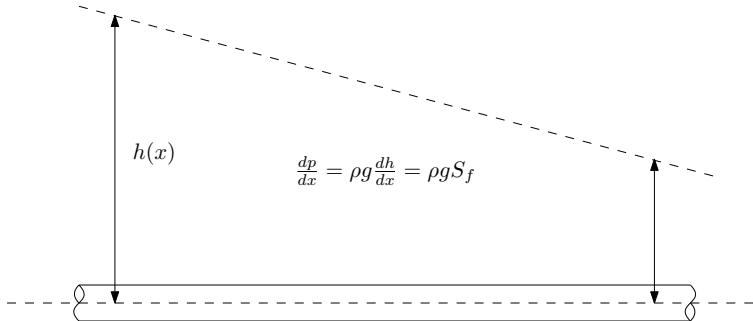
$$\begin{aligned} \llbracket n \rrbracket &= \left[(L T^{-2})^{1/2} L^{-1/6} \right]^{-1} \\ &= \left[L^{1/2-1/6} T^{-1} \right]^{-1} \\ &= L^{-1/3} T^1, \end{aligned}$$

o que concorda com as dimensões de n extraídas diretamente da equação de Gauckler-Manning.

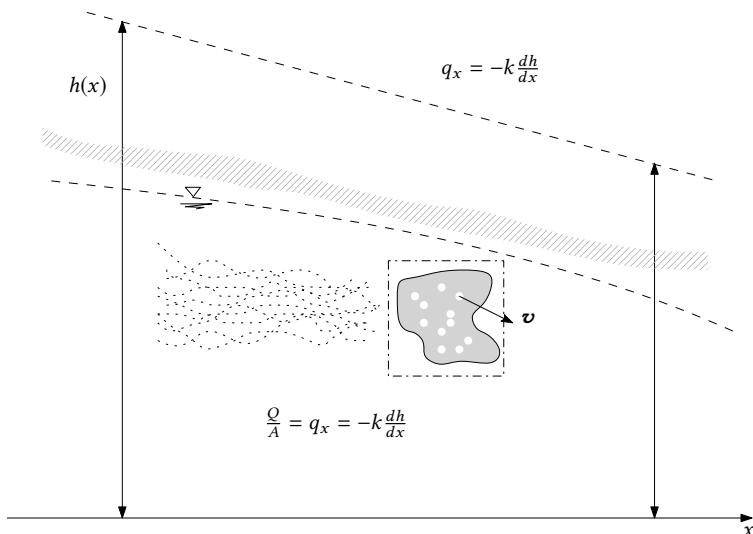
2.7 Escoamentos em meios porosos: lei de Darcy

Em um tubo circular horizontal em escoamento laminar, a velocidade é proporcional à perda de carga:

$$v = \left(\frac{gD^2}{32\nu} \right) S_f.$$



Uma relação semelhante existe para o escoamento através dos microcanais que existem na matriz do solo; ela é a lei de Darcy:



$$q_x = \frac{Q}{A} = -k \frac{dh}{dx},$$

onde

$$h(x) = z + \frac{p}{\rho g} + \frac{q_x^2}{2g}$$

é a carga hidráulica total. O último termo acima em geral é considerado desprezível.

Nota: cuidado com a “termodinâmica” de Chow et al. (1988), porque ela não é muito boa: há muitas imprecisões. Por exemplo, a equação (2.7.5),

$$du = c_p dT$$

está errada!

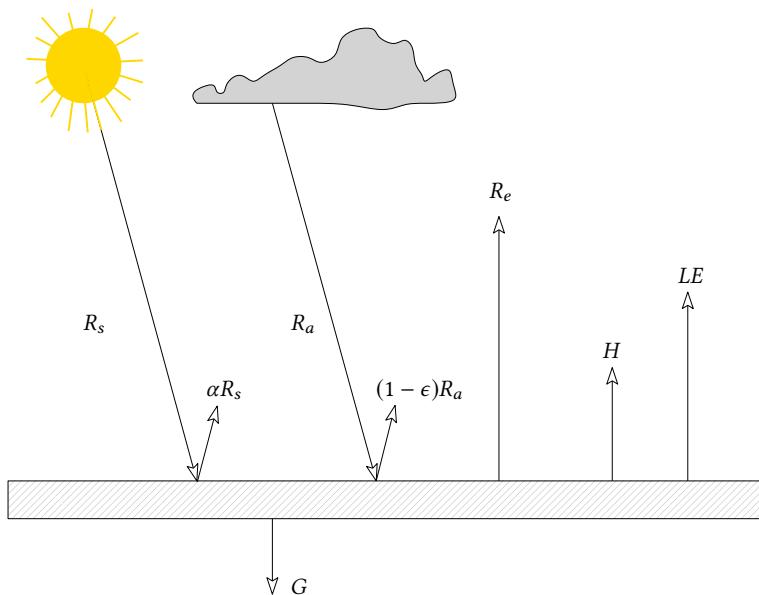
2.8 O balanço de radiação na superfície

A superfície da Terra recebe dois tipos de radiação:

Radiação de onda curta , na faixa 0.2–3.0 μm , emitida pelo sol, e transmitida através da atmosfera. Uma parte chega diretamente da direção aparente do sol (radiação solar direta) e outra chega após múltiplas reflexões (radiação solar difusa).

Radiação de onda longa , emitida pela própria atmosfera (gotas de água, vapor d’água, gases de efeito estufa, etc.) na faixa 3.0–100.0 μm .

O balanço de energia na superfície pode ser melhor entendido a partir da figura a seguir:



$$R_l = R_s(1 - \alpha) + \epsilon R_a - R_e,$$

$$R_e = \epsilon \sigma T_0^4,$$

$$R_l = H + LE + G.$$

Os significados dos símbolos acima são os seguintes:

R_l Irradiância líquida (W m^{-2})

R_s Irradiância solar incidente (W m^{-2})

R_a Irradiância atmosférica incidente (W m^{-2})

R_e Irradiância emitida (W m^{-2})

H Fluxo de calor sensível (W m^{-2})

LE Fluxo de calor latente (W m^{-2})

E	Fluxo de massa de vapor d'água ($\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$)
L	Calor latente de evaporação (ou vaporização) (J kg^{-1})
G	Fluxo de calor no solo (W m^{-2})
T_0	Temperatura da superfície (K)
α	Albedo da superfície (1)
ϵ	Emissividade/absortividade da superfície (1)
σ	é a constante de Stefan-Boltzmann: $\sigma = 5.670374419 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$.

Note que nas equações acima $\{E\} = \text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$; $\{L\} = \text{J kg}^{-1}$ e que portanto

$$\begin{aligned}\{LE\} &= \text{J kg}^{-1} \text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1} \\ &= \text{J m}^{-2} \text{s}^{-1} = \text{W m}^{-2}.\end{aligned}$$

2.9 Hidrologia computacional

Atualmente, muitos dos “métodos” desenvolvidos historicamente para hidrologia estão se tornando, ou se tornaram, obsoletos, com o advento de amplos recursos computacionais, com a expansão das redes de monitoramento, com o surgimento de sistemas de informação geográfica, e com o advento de grandes bases de dados de reanálise e de sensoriamento remoto.

Algumas bases globais são extremamente úteis, e devem ser citadas explicitamente:

- SRTM (Shuttle Radar Topography Mission) Veja <https://www2.jpl.nasa.gov/srtm/>. Dados de topografia com resolução de 30 m, para todo o planeta.
- MODIS Um grande número de produtos de sensoriamento remoto (satélite) (Ver tabelas a seguir)
- CSFV2 (Dados de reanálise). Ver <https://rda.ucar.edu/>. Dados em formato NETCDF.

Endereços de obtenção de produtos MODIS úteis para estimativas espacializadas de evaporação

Variável	Endereço
r_0	https://modis.gsfc.nasa.gov/data/dataproducts/mod09.php
T_0, ϵ_0	https://modis.gsfc.nasa.gov/data/dataproducts/mod11.php
NDVI	https://modis.gsfc.nasa.gov/data/dataproducts/mod13.php
E	https://modis.gsfc.nasa.gov/data/dataproducts/mod16.php

Frequência e resolução de produtos disponíveis

Variável	Frequência	Resolução espacial
r_0	8 dias	250 m
r_0	8 dias	500 m
r_0	1 dia	1 km
r_0	1 dia	250 m
T_{0r}, ϵ_0	8 dias	1 km
T_{0r}, ϵ_0	1 dia	1 km
NDVI	16 dias	250 m
NDVI	16 dias	500 m
NDVI	16 dias	1 km
E	8 dias	500 m

Nós precisamos, portanto, de capacidade para acessar as bases de dados, recuperar a informação relevante, entender e traduzir formatos, e realizar os processamentos necessários.

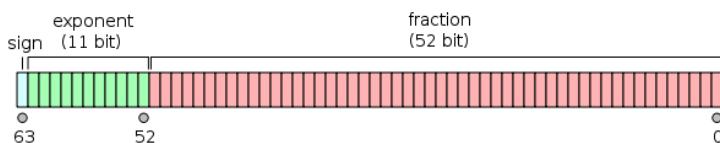
Nesta aula, nós vamos aprender alguns conceitos básicos que podem ser úteis para nós, embora a maior parte do processamento no curso vá ser feito com ferramentas e com formatos relativamente simples.

A escolha de uma linguagem de programação

No fundo, qualquer uma serve. Use a que você dominar melhor. Minha preferência pessoal, principalmente para um curso como o nosso, definitivamente é Python. Todos os meus exemplos neste curso serão em Python. Minha sugestão de instalação é miniconda: <https://docs.conda.io/en/latest/miniconda.html>.

Formatos binários, e formatos texto

Num formato binário, os dados são gravados como estavam na memória. Em geral isso significa que cada 8 bytes = 64 bits (tipicamente) codificam um número de ponto flutuante. Em computadores com processadores Intel, isso em geral significa o esquema abaixo:



A faixa de números que podem ser representados em 64 bits com essa organização é a seguinte:

$$\pm 2^{51} \times 2^{\pm 2^{10}}$$

A *mantissa* é um número inteiro de 52 bits. O *expoente* é outro número inteiro de 10 bits (mais um bit de sinal). O maior número representável em módulo dessa forma é

$$\pm 2^{51} \times 2^{1023} = \pm 2.024022533073106 \times 10^{323},$$

mas na prática o menor e o maior valor representáveis são

$$\pm 1.79769 \times 10^{308}.$$

Além disso (no sentido de $\pm\infty$) ocorre *overflow*.

Os números mais próximos de 0 representáveis são

$$\pm 2.22507 \times 10^{-308}.$$

Além disso (no sentido de 0) ocorre *underflow*.

O comportamento do programa quando ocorre *overflow*, *underflow* ou quando ocorrem operações ilícitas (por exemplo, $\sqrt{-1.0}$ para números “reais”) é indefinido, e depende da linguagem e muitas vezes das opções com que o programa é rodado.

Um ponto importante a ser levado em consideração é que o fato de a representação interna ser toda na base 2 leva a erros de arredondamento. Considere o programa em Python

```
1 #!/home/nldias/miniconda3/bin/python3
2 # -*- coding: iso-8859-1 -*-
3 x = 0.1
4 print('%40.38f' % x)
```

sua saída é

0.100000000000000555111512312578270212

Devido aos erros de arredondamento a se passar da base 10 para a base 2, o programa

```
1 #!/home/nldias/miniconda3/bin/python3
2 # -*- coding: iso-8859-1 -*-
3 x = 0.0
4 while True :
5     x = x + 0.1
6     print(x)
7     if (x == 1.0) :
8         break
9     pass
10 pass
```

não para nunca!

Dito isso, vamos fazer alguns exemplos de arquivos binários. Nosso primeiro exemplo vai escrever 10 números de ponto flutuante em formato binário no disco, e depois nós vamos ver o seu “conteúdo”. O programa é

```
1 #!/home/nldias/miniconda3/bin/python3
2 # -*- coding: iso-8859-1 -*-
3 fou = open('bbin.dat','wb')      # abre um arquivo. wb == write/binary
4 from numpy import arange       # arange devolve um array com incrementos fixos
5 aa = arange(0.0,10.0,0.1,float) # cria o array
6 aa.tofile(fou)                 # escreve o array no arquivo fou
7 fou.close()                   # fecha o arquivo
8 print('%6.4f' % aa[0])
```

A saída agora, se visualizada, é

Note que o tamanho do arquivo bbin.dat é 800 bytes. Faz sentido, certo?

Por outro lado, nós podemos imprimir os 10 elementos do array aa, depois que ele foi criado, em um arquivo texto, com o seguinte programa

```

1 #!/home/nldias/miniconda3/bin/python3
2 # -*- coding: iso-8859-1 -*-
3 fou = open('ttxxt.dat','wt')      # abre um arquivo. wt == write/text
4 from numpy import arange        # arange devolve um array com incrementos fixos
5 aa = arange(0.0,10.0,0.1,float) # cria o array
6 for i in range(0,10):          # loop sobre todos os elementos do array
7     fou.write('%02d %4.1f\n' % (i,aa[i])) # escreve cada elemento, pulando linha
8 pass
9 fou.close()                   # fecha o arquivo

```

cuja saída é

00	0.0
01	0.1
02	0.2
03	0.3
04	0.4
05	0.5
06	0.6
07	0.7
08	0.8
09	0.9

Finalmente, vamos ler o arquivo texto de volta:

```
1 #!/home/nldias/miniconda3/bin/python3
2 # -*- coding: iso-8859-1 -*-
3 fin = open('ttxxt.dat','rt')      # abre um arquivo. wt == read/text
4 from numpy import zeros          # zeros devolve um array com zeros
5 aa = zeros(10,float)             # cria o array
6 for line in fin:                # loop sobre as *linhas*
7     field = line.split()         # separa os campos
8     i = int(field[0])            # o primeiro campo
9     aa[i] = float(field[1])       # o segundo campo
10    print(field,i,aa[i])         # o que lemos?
11 pass
12 fin.close()                     # fecha o arquivo
```

A saída é

```
[['00', '0.0'] 0 0.0
[['01', '0.1'] 1 0.1
[['02', '0.2'] 2 0.2
[['03', '0.3'] 3 0.3
[['04', '0.4'] 4 0.4
[['05', '0.5'] 5 0.5
[['06', '0.6'] 6 0.6
[['07', '0.7'] 7 0.7
[['08', '0.8'] 8 0.8
[['09', '0.9'] 9 0.9
```

Tendo feito uma rápida “introdução” a Python (veja também os capítulos sobre Python em meu livro, em: <https://nldias.github.io/pdf/matappa-2ed.pdf>), vamos agora fazer um problema do livro-texto.

(Ex. 2.3.2 de [Chow et al. \(1988\)](#))

The precipitation and streamflow for the storm of May 12, 1980, on Shoal Creek at Northwest Park in Austin, Texas, are shown below. Calculate the time distribution of storage on the watershed assuming that the initial storage is 0. Compute the total depth of precipitation and the equivalent depth of streamflow which occurred during the 8-hour period. How much storage remained in the watershed at the end of the period? What percent of the precipitation appeared as streamflow during this period? What was the maximum storage? Plot the time distribution of incremental precipitation, streamflow, change in storage, and cumulative storage. The watershed area is 7.03 mi².

Time (h)	0	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5
Incremental Precipitation (in)		0.18	0.42	0.21	0.16			
Instantaneous Streamflow (cfs)	25	27	38	109	310	655	949	1060
Time (h)	4.0	4.5	5.0	5.5	6.0	6.5	7.0	7.5
Instantaneous Streamflow (cfs)	968	1030	826	655	466	321	227	175
								8.0

Primeiro, nós preparamos um arquivo texto com os dados:

```
# Time (h) Precip (in) Streamflow (cfs)
0.0      0.00      25.0
0.5      0.18      27.0
1.0      0.42      38.0
1.5      0.21      109.0
2.0      0.16      310.0
2.5      0.00      655.0
3.0      0.00      949.0
3.5      0.00      1060.0
4.0      0.00      968.0
4.5      0.00      1030.0
5.0      0.00      826.0
5.5      0.00      655.0
6.0      0.00      466.0
6.5      0.00      321.0
7.0      0.00      227.0
7.5      0.00      175.0
8.0      0.00      160.0
```

Em seguida nós plotamos os dados com Gnuplot

Os dados de entrada são plotados por

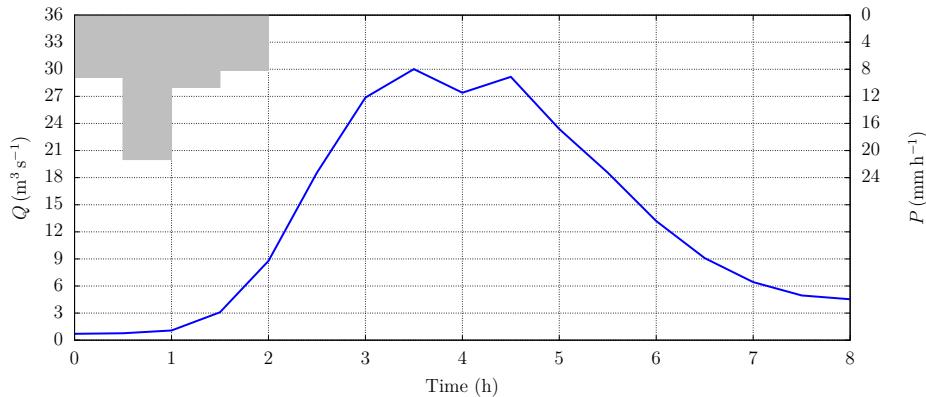
```
1 set encoding iso_8859_1
2 set terminal epslatex standalone color solid font 'lmr' 12 size 21cm, 9cm
3 set output 'shoaldata.tex'
4 set xrange [0:8]
```

```

5  set yrangle [0:36]
6  set ytics 0,3
7  set y2range [48:0]
8  set xtics 0,1
9  set y2tics 0,4,24
10 set xlabel 'Time(h)'
11 set y2label '$P\ ,(\mathrm{mm\ ,h^{-1}})$'
12 set ylabel '$Q\ ,(\mathrm{m^3\ ,s^{-1}})$'
13 set boxwidth 1.0 relative
14 set grid
15 plot 'shoal.dat' using (column(1)-0.25):(column(2)*25.4*2) axes x1y2 \
    notitle with boxes fs solid lc rgb 'gray75',\
    'shoal.dat' using 1:(column(3)*0.3048**3) axes x1y1 \
    notitle with lines lt 1 lw 5 lc rgb 'blue'

```

e o gráfico resultante é este aqui:



O programa de processamento de dados está aqui:

```

1  #!/home/nldias/miniconda3/bin/python3
2  # -*- coding: iso-8859-1 -*-
3  fin = open('shoal.dat','rt')          # abre um arquivo. wt == read/text
4  tt = []                            # lista vazia de tempos
5  pp = []                            # lista vazia de precipitações
6  qq = []                            # lista vazia de vazões
7  for line in fin:                  # loop sobre as *linhas*
8      if line[0] == '#':            # pula o cabeçalho
9          continue
10     pass
11     field = line.split()          # separa os campos
12     inst = float(field[0])        # o instante
13     prec = float(field[1])*25.4   # precip em mm durante o intervalo
14     vaz = float(field[2])*0.3048**3 # vazão em m3/s no instante
15     tt.append(inst)              # adiciona à lista de tempos
16     pp.append(prec)              # adiciona à lista de precips
17     qq.append(vaz)              # adiciona à lista de vazões
18 pass
19 fin.close()                         # fecha o arquivo de entrada
20 n = len(tt)                          # tamanho das listas
21 from numpy import array
22 tt = array(tt)                      # as listas se tornam arrays
23 pp = array(pp)
24 qq = array(qq)
25 #
# -----#
26 # área da bacia, em m^2
27 #
28 Area = 7.03 * (1609.34)**2
29 print('Area=%8.2f km2' % (Area/1.0e6))
30 qe = (qq/Area)*1000*3600.0          # vazão específica, mm/h
31 print(pp)
32 print(qe)
33 #
# -----#
34 # calculo o volume total precipitado
35 #
36 Vp = pp.sum()

```

```

37 print('Vp= ', Vp, 'mm')
38 # -----
39 # calculo o volume total escoado com a regra do trapézio
40 # -----
41 deltah = 0.5 # dados de 0.5 em 0.5 hora
42 Se = qe[0] + qe[n-1]
43 Si = 0.0
44 for k in range(1,n-1):
45     Si += qe[k]
46 Vq = Se + 2*Si
47 Vq *= deltah
48 Vq /= 2.0
49 print('Vq= ', Vq, 'mm')
50 # -----
51 # cálculo do volume armazenado na bacia em função do tempo
52 # -----
53 fou = open('shoal.out','wt')
54 Vp = 0.0
55 Vq = 0.0
56 Vs = 0.0
57 fou.write('%4.2f%6.2f%6.2f%6.2f%6.2f\n' % (0.0,0.0,0.0,0.0,0.0))
58 for k in range(1,n):
59     dp = pp[k]
60     dq = (qe[k-1]+qe[k])*deltah/2.0
61     Vp += dp
62     Vq += dq
63     deltas = dp - dq
64     Vs += deltas
65     fou.write('%4.2f%6.2f%6.2f%6.2f%6.2f\n' % (tt[k],Vp,Vq,Vs,deltas))
66 pass
67 fou.close()

```

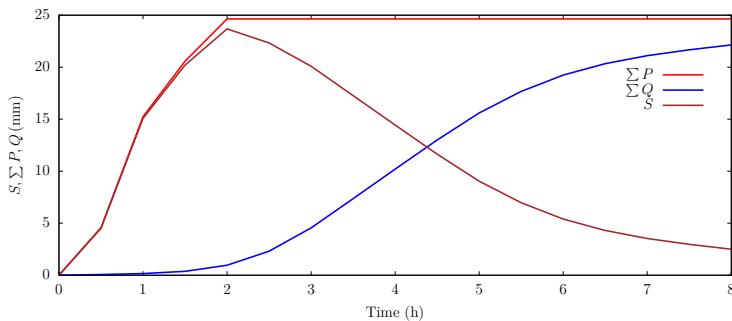
O script de Gnuplot para os totais acumulados na bacia é

```

1 set encoding iso_8859_1
2 set terminal epslatex standalone color solid font 'lmr' 12 size 21cm, 9cm
3 set output 'shoalacum.tex'
4 set xrange [0:8]
5 set xtics 0,1
6 set xlabel 'Time(h)'
7 set ylabel '$S,\sum P,Q,(\mathit{mm})$'
8 set key at 6.75,20 left
9 plot 'shoal.out' using 1:2 title '$\sum P$' with lines lt 1 lw 5 lc rgb 'red', \
10 'shoal.out' using 1:3 title '$\sum Q$' with lines lt 1 lw 5 lc rgb 'blue', \
11 'shoal.out' using 1:4 title '$S$' with lines lt 1 lw 5 lc rgb 'brown'

```

e o gráfico resultante é



Capítulo 3

Água na atmosfera

3.1 O balanço radiativo da Terra e o efeito estufa

A lei de Stefan-Boltzmann é

$$R = \epsilon\sigma T^4,$$

onde R é a radiação *emitida* pelo corpo, e T é a sua temperatura. Para um “corpo negro”¹, a emissividade $\epsilon = 1$. Cada superfície real possui uma emissividade $\epsilon < 1$ diferente.

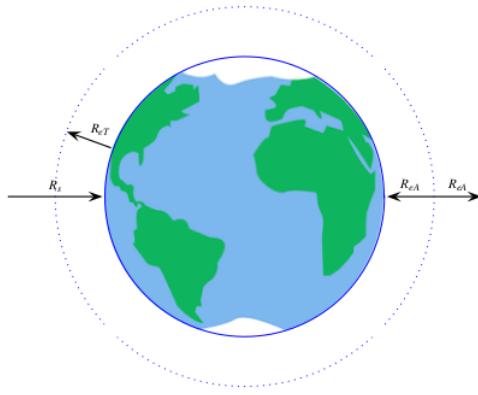
Nesta seção, vamos considerar o equilíbrio termodinâmico global planetário para dois cenários de atmosfera e cobertura de superfície do planeta. O conceito mais simples com o qual podemos trabalhar é o de *temperatura de equilíbrio* T_e : esta é a temperatura em que um planeta está em equilíbrio termodinâmico com a radiação solar incidente. Agora, se a é o albedo planetário ($a \approx 0,30$), em média a radiação solar absorvida pela terra é $R_{s0}(1 - a)\pi r_T^2$, onde $R_{s0} = 1361.5 \text{ W m}^{-2}$ é a *constante solar*, e r_T é o raio da terra. Por outro lado, o fluxo de energia radiante em ondas longas emitida pela Terra é em média (admitindo-se uma emissividade planetária igual a 1) $\sigma T_e^4 4\pi r_T^2$. Igualando-se os dois:

$$\begin{aligned} R_{s0}(1 - a)\pi r_T^2 &= \sigma T_e^4 4\pi r_T^2 \\ T_e &= \left[\frac{R_{s0}(1 - a)}{4\sigma} \right]^{1/4} \\ &= \left[\frac{1361.5 \times 0.7}{4 \times 5.670374419 \times 10^{-8}} \right]^{1/4} = 254,60 \text{ K} = -18,55^\circ \text{C}. \end{aligned}$$

Essa temperatura T_e é a temperatura que o planeta teria *se não houvesse atmosfera*.

Nós agora vamos construir 2 modelos simples para o efeito estufa. No primeiro, vamos colocar uma “campânula” de vidro em volta da Terra, como mostra a figura a seguir, onde ela é indicada pelo círculo pontilhado.

¹Isso é um nome técnico, e não significa que o corpo precise ter coloração preta; na verdade, para as temperaturas observadas na atmosfera terrestre, a radiação é emitida em uma faixa de comprimentos de onda invisíveis para os seres humanos.



Nesta figura, a radiação solar atravessa a campânula e incide diretamente sobre a superfície da terra, a qual por sua vez emite radiação de onda longa R_{eT} . Por outro lado, a campânula (= atmosfera) absorve esta última, reemитindo um fluxo R_{eA} de radiação de onda longa tanto de volta à terra quanto em direção ao espaço. Desta forma, o balanço radiativo de ambos os corpos é

$$R_s + R_{eA} = R_{eT}, \\ R_{eT} = 2R_{eA}.$$

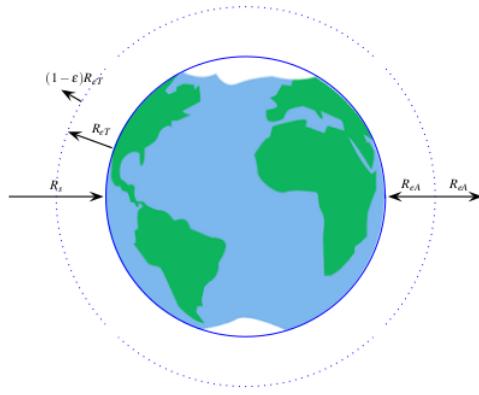
Usando-se as equações de radiação, tem-se:

$$R_{s0}(1 - a)\pi r_T^2 + \sigma T_A^4 4\pi r_T^2 = \sigma T_s^4 4\pi r_T^2, \\ \sigma T_s^4 4\pi r_T^2 = 2\sigma T_A^4 4\pi r_T^2, \\ R_{s0}(1 - a) + 4\sigma T_A^4 = 4\sigma T_s^4, \\ \sigma T_s^4 = 2\sigma T_A^4, \\ R_{s0}(1 - a) + 4\sigma T_A^4 = 8\sigma T_A^4, \\ R_{s0}(1 - a) = 4\sigma T_A^4 \Rightarrow T_A = T_e; \\ T_s = 2^{1/4} T_A = 2^{1/4} \times 254.60 = 302.77 \text{ K.}$$

Nota-se portanto que a temperatura da campânula, que representa a atmosfera², é a mesma temperatura de equilíbrio anterior, enquanto que a superfície ficou bem mais quente.

Este modelo pode ser sofisticado com a abertura de uma “janela” atmosférica, ou seja: com a utilização de uma emissividade atmosférica ϵ_a menor que 1. A figura a seguir ilustra este segundo modelo.

²Nestes caso simplificado, ela representa o *topo* da atmosfera, na “fronteira” com o espaço sideral; numa atmosfera real, obviamente, a atmosfera se torna progressivamente mais rarefeita na direção do espaço.



Agora, a atmosfera deixa escapar uma parcela $(1 - \epsilon_a)$ da radiação emitida pela superfície da Terra. Na construção do balanço termodinâmico, é conveniente usar T_e no lugar de R_{s0} :

$$4\pi r_T^2 [T_e^4 + \epsilon_a \sigma T_A^2 = \sigma T_s^4]$$

$$4\pi r_T^2 [\epsilon_a \sigma T_s^4 = 2\epsilon_a \sigma T_A^4].$$

Usando-se agora $\epsilon_a = 0,9$, a solução do sistema acima é

$$T_s^4 = \frac{2T_e^4}{2 - \epsilon_a} \Rightarrow T_s = 295,64K$$

$$T_A^4 = \frac{T_e^4}{2 - \epsilon_a} \Rightarrow T_A = 248,60K$$

Isso mostra claramente que a existência de “janelas” na atmosfera terrestre produz uma temperatura de superfície *menor*. A implicação disto é que se uma “janela” for fechada pela presença de um novo gás de efeito estufa que absorve radiação de onda longa nesta janela, a superfície ficará mais quente.

[Chow et al. \(1988\)](#) citam um valor médio de 210 W m^{-2} para a radiação solar atingindo a superfície da Terra. De onde vem esse número? Provavelmente ele é igual à incidência média de radiação solar dividida pela área da superfície da terra:

$$\frac{R_{s0}(1 - a)\pi r_T^2}{4\pi r_T^2} = \frac{R_{s0}(1 - a)}{4} = 238.26 \text{ W m}^{-2}.$$

(A diferença deve ser porque [Chow et al. \(1988\)](#) provavelmente usaram valores um pouco diferentes para R_{s0} e a .)

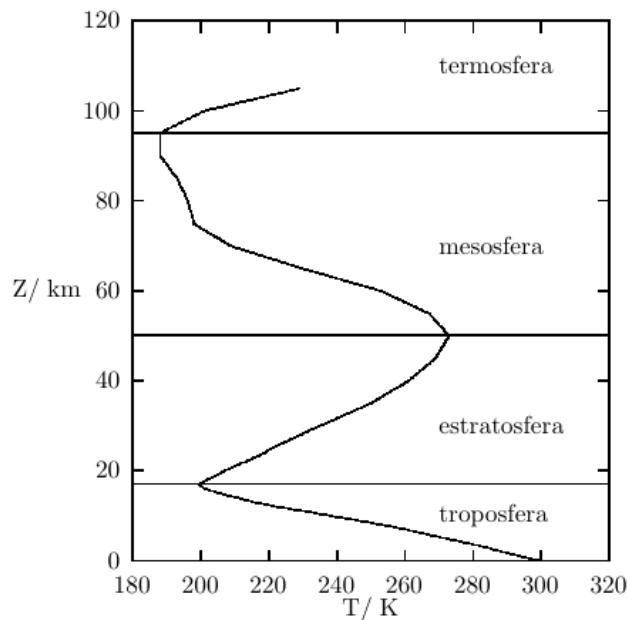
3.2 Circulação atmosférica

A circulação na atmosfera é forçada

1. pelo balanço radiativo do planeta;

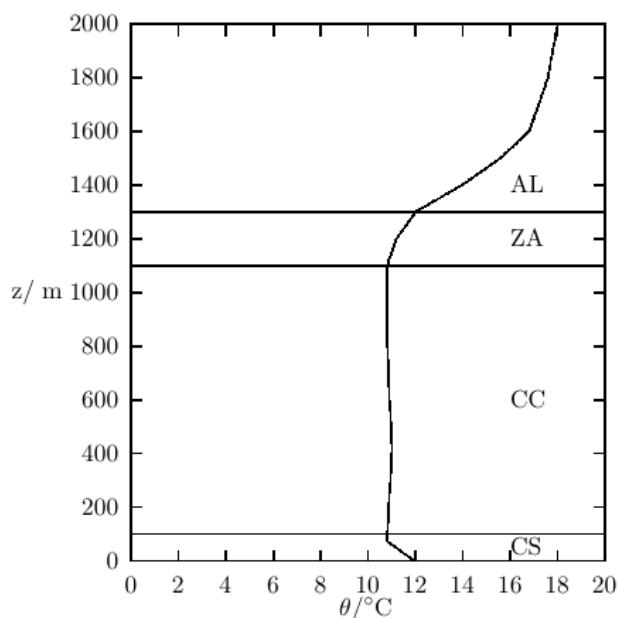
2. pela rotação da Terra;
3. pela trajetória da Terra no espaço.

As camadas da atmosfera:

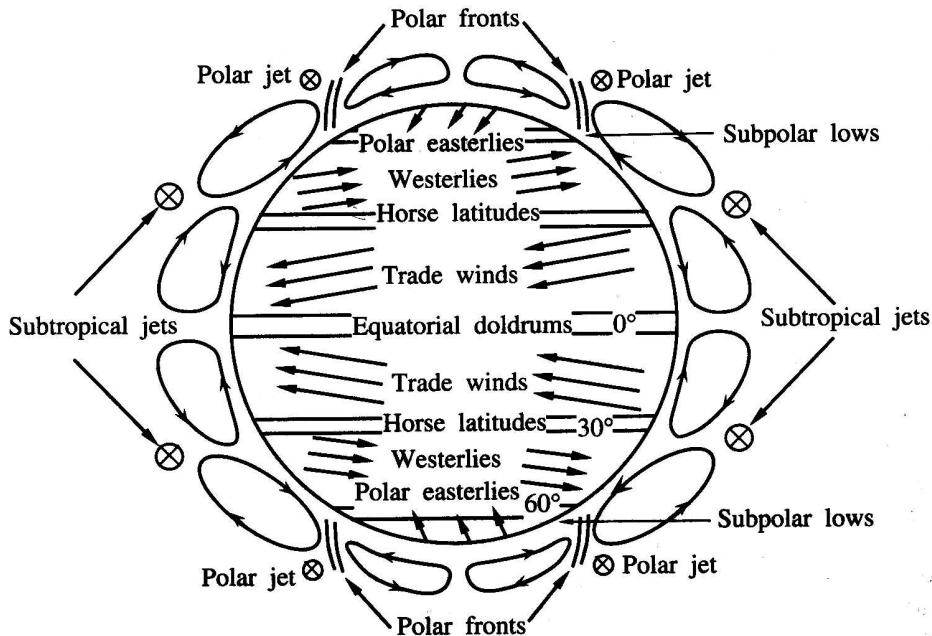


A troposfera é a camada mais densa, mais próxima da superfície, e onde ocorrem episódios significativos de convecção.

Apesar da diminuição de temperatura com a altitude, a troposfera é em sua maior parte *estável*. Uma pequena região, a camada-limite atmosférica, é instável ou neutra.



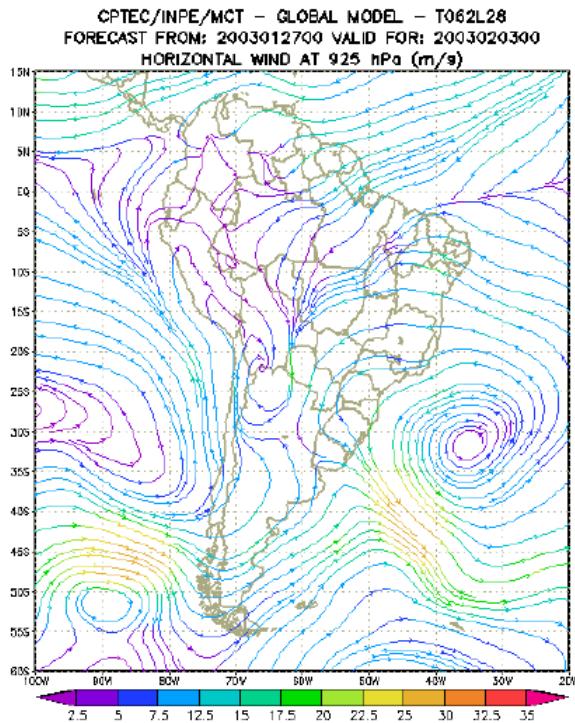
A combinação da existência de células de convecção e da rotação da terra produz os padrões globais de circulação vertical e horizontal.



Fonte: [Seinfeld e Pandis \(1998\)](#), Figura 1.2 (sem permissão, com objetivos estritamente didáticos)

As células verticais que vemos na figura acima são: a célula tropical, a célula de latitudes médias, e a célula polar. Massas de ar frio que se originam nas regiões polares movem-se em direção às zonas temperadas e tropicais, e seu encontro com massas de ar mais quente dão origem às frentes frias.

Em tempo bom, padrões persistentes de circulação se formam em torno de anti-ciclones extratropicais, como o anti-ciclone do Atlântico Sul:



3.3 A lei dos gases ideais e calores específicos para uma substância pura

A lei dos gases ideais se aplica bem para condições típicas da troposfera. Para uma *substância pura*, ela é dada por

$$pV = nR^{\#}T,$$

onde p é a pressão, V é o volume ocupado pelo gás, n é o número de moles, $R^{\#} = 8,314\,462\,618\,15 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (no SI) é a constante universal dos gases e T é temperatura termodinâmica. Ainda para uma pura substância, ela também pode ser escrita como

$$\begin{aligned} p &= n \frac{R^{\#}}{V} T = \frac{m}{M} \frac{R^{\#}}{V} T = \frac{m}{V} \frac{R^{\#}}{M} T \Rightarrow \\ p &= \rho RT. \end{aligned}$$

Acima, M é a massa molar; m é a massa do gás, o qual está relacionado com o número de moles por

$$m = nM;$$

a constante de gás é

$$R = \frac{R^{\#}}{M},$$

a qual depende do gás específico via M ; e

$$\rho = \frac{m}{V}$$

é a densidade; seu inverso,

$$\nu = \frac{1}{\rho} \quad (3.1)$$

é o *volume específico* ν . Note que $p = \rho RT$ é mais útil do que $pV = nRT$ na prática: V não aparece na primeira, e ela só envolve quantidades intensivas (pressão, densidade e temperatura), de modo que se aplica a todos os pontos na atmosfera.

A lei dos gases é um caso específico de *equação de estado* em Termodinâmica; a equação de estado para uma substância pura toma uma das formas

$$p = p(\nu, T) \quad \text{or} \quad \nu = \nu(p, T) \quad \text{or} \quad T = T(p, \nu).$$

No caso dos gases atmosféricos, as letras minúsculas indicam quantidades específicas (por unidade de massa ou unidade de volume), e são mais convenientes já que nós não costumamos tratar individualmente “sistemas” ou “parcelas” de ar.

Duas funções termodinâmicas importantes são a energia interna específica u e a entalpia específica h definida por

$$h = u + pv.$$

Para uma substância pura, u e h são funções de duas variáveis, escolhidas entre p , ν e T . Nós geralmente escrevemos

$$\begin{aligned} u &= u(\nu, T), \\ h &= h(p, T), \end{aligned}$$

uma vez que estes pares levam a definições úteis de quantidades mensuráveis, tais como calores específicos. As equações acima levam a diferenciais perfeitos

$$\begin{aligned} du &= \left(\frac{\partial u}{\partial \nu} \right)_T d\nu + \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_\nu dT, \\ dh &= \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_T dp + \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p dT. \end{aligned}$$

Os calores específicos a volume constante e pressão constante são definidos por

$$\begin{aligned} c_v &= \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_\nu, \\ c_p &= \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p. \end{aligned}$$

Os subscritos ν e p no lado direito das equações acima são usados em termodinâmica como lembretes de que u está sendo tomada em função da ν, T , e que h está sendo tomada como uma função de p, T .

Para um gás perfeito, a equação de estado toma a forma

$$pv = RT,$$

onde R é uma constante de gás específica para a substância pura e é possível mostrar que, neste caso u e h são funções de T somente (Adkins, 1983). Então, as derivadas parciais que definem c_v e c_p se tornam derivadas ordinárias. Além disso,

$$\begin{aligned}\left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p &= \left(\frac{\partial}{\partial T} [u + p v]\right)_p \\ &= \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p + p \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \\ &= \frac{du}{dT} + p \frac{R}{p} \Rightarrow \\ c_p &= c_v + R.\end{aligned}$$

Fisicamente, $c_p > c_v$ devido à energia extra necessária para a expansão da ar contra a pressão constante p .

3.4 A atmosfera como uma mistura de gases ideais

A atmosfera no entanto não é uma substância pura, mas uma mistura de gases. A questão então é como $pV = nR^\#T$ pode ser razoavelmente generalizado para uma mistura de gases. Na verdade, a partir de agora, muitas vezes quando nós usarmos $p = \rho RT$, etc, estaremos nos referindo à pressão atmosférica total p (de uma mistura de gases), à densidade total ρ da atmosfera, etc ..

Portanto, vamos começar, exigindo que $pV = nRT$ valha para a mistura; em seguida, o número total de moles, n , é a soma de o número de moles de cada componente individual. Seja i o índice para cada um dos gases em uma mistura; temos

$$n = \sum_i n_i,$$

onde n_i é o número de moles do gás i .

Queremos que a lei dos gases perfeitos seja aplicável também para cada constituinte. Existem duas possibilidades para fazermos isso: o modelo de pressões parciais, e o modelo de volumes parciais. No primeiro caso, especificamos para cada gás

$$p_i V = n_i R^\# T.$$

Neste modelo de todos os gases ocupam um volume comum V , cada um exercendo a sua própria pressão parcial p_i , de tal modo que a pressão total é

$$p = \sum_i p_i.$$

No segundo caso,

$$p V_i = n_i R^\# T,$$

e agora todos os gases são sujeitos à mesma pressão p , cada um ocupando, nominalmente, um volume parcial V_i , com

$$V = \sum_i V_i.$$

Em ambos os casos, somando as equações de estado individuais recupera-se a lei dos gases perfeitos para a mistura. Por exemplo,

$$\begin{aligned}\sum_i (p_i V) &= \sum_i (n_i R^\# T), \\ \left(\sum_i p_i \right) V &= \left(\sum_i n_i \right) R^\# T, \\ pV &= nR^\# T.\end{aligned}$$

Os modelos de volumes parciais e pressões parciais levam a

$$x_i = \frac{p_i}{p} = \frac{V_i}{V} = \frac{n_i}{n}$$

que define uma concentração (expressa em tradicionalmente %, partes por milhão (ppm), partes por bilião (ppb), etc.) quer em fração de pressão parcial, fração de volume parcial, ou *fração molar*. A lei de gás para cada constituinte também pode ser escrita

$$\begin{aligned}p_i &= n_i \frac{R^\#}{V} T = \frac{m_i}{M_i} \frac{R^\#}{V} T = \frac{m_i}{V} \frac{R^\#}{M_i} T \Rightarrow \\ p_i &= \rho_i R_i T,\end{aligned}$$

onde (como antes para uma substância pura)

$$m_i = n_i M_i$$

e

$$\begin{aligned}\rho_i &= m_i/V, \\ v_i &= \frac{1}{\rho_i},\end{aligned}$$

são a densidade ou a massa específica (com massa m_i ocupando o volume V) e o volume específico, respectivamente, do gás i , e M_i é a massa molar do gás i .

$$R_i = \frac{R^\#}{M_i}$$

é a constante do gás i .

Note que ρ_i é ela mesma uma concentração, dada por massa da substância i por volume ($\text{kg}_i \text{ m}^{-3}$).

Mais uma vez, $p = \rho RT$ é válida para o mistura. Para ver como, note que a massa total da mistura é

$$m = \sum_i m_i;$$

e da mesma forma para a densidade total:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{\sum_i m_i}{V} = \sum_i \frac{m_i}{V} = \sum_i \rho_i.$$

Também será necessário definir a *concentração mássica* ou *fração mássica* de cada constituinte,

$$c_i \equiv \frac{m_i}{m} = \frac{\rho_i}{\rho}.$$

Agora nós somamos as equações dos constituintes para obter

$$\begin{aligned}\sum_i p_i &= \sum_i \rho_i R_i T, \\ p &= \left(\sum_i \rho_i R_i \right) T \equiv \rho R T.\end{aligned}$$

Isso define a constante de gás R da mistura; agora, temos

$$\begin{aligned}R &= \frac{\sum_i \rho_i R_i}{\rho} \\ &= \frac{\sum_i \frac{m_i}{V} R_i}{\frac{m}{V}} \\ &= \sum_i \frac{m_i}{m} R_i = \sum_i c_i R_i.\end{aligned}$$

Portanto, dadas as concentrações mássicas, nós podemos calcular a constante de gás equivalente.

A massa molar média da mistura é

$$M = \sum_i x_i M_i = \frac{\sum_i n_i M_i}{n} = \frac{m}{n},$$

Isso finalmente permite fechar o circuito e recuperar a constante de gás para a mistura:

$$\begin{aligned}R &= \frac{1}{m} \left(\sum_i m_i R_i \right) \\ &= \frac{1}{m} \left(\sum_i n_i M_i R_i \right) \\ &= \frac{1}{m} \left(\sum_i n_i R^\# \right) = \frac{1}{m} \left(\sum_i n_i \right) R^\# \\ &= \frac{n}{m} R^\# = \frac{R^\#}{M}.\end{aligned}$$

Concentrações

Uma relação entre x_i e c_i pode agora ser facilmente obtida:

$$x_i = \frac{n_i}{n} = \frac{\frac{m_i}{M_i}}{\frac{m}{M}} = \frac{m_i}{m} \frac{M}{M_i},$$

ou

$$x_i M_i = c_i M.$$

Outras medidas de concentração também estão em uso em meteorologia, e precisam ser definidas. A razão de mistura pode ser expressa quer como uma *razão de mistura molar*,

$$\eta_i = \frac{n_i}{n - n_i},$$

ou como uma *razão de mistura mássica*

$$r_i = \frac{m_i}{m - m_i}.$$

É simples converter frações mássicas c_i em razões (mássicas) de mistura r_i e vice-versa:

$$\begin{aligned} r_i &= \frac{\rho_i}{\rho - \rho_i} = \frac{\frac{\rho_i}{\rho}}{1 - \frac{\rho_i}{\rho}}; \\ r_i &= \frac{c_i}{1 - c_i} \Rightarrow \\ c_i &= \frac{r_i}{1 + r_i}. \end{aligned}$$

A razão de mistura, por conseguinte, é a razão entre a quantidade (quer em moles ou em massa) da substância i e a quantidade de todos as *outras* substâncias. Segue-se que para qualquer substância *diferente* do vapor de água, o denominador inclui a quantidade de vapor d'água presente no ar no momento da medição. Por esta razão, quando i não é vapor d'água, η_i e r_i são chamadas de *razões de mistura úmidas*.

Nós listamos na tabela a seguir as fracções molares de vários gases atmosféricos em g m^{-3} em uma atmosfera *seca* (uma atmosfera fictícia sem vapor de água). Os valores de M_i foram obtidos a partir de [NIST \(2020\)](#). Os valores de x_i são de [Dias \(2020\)](#), e eles são *aproximações*, com base em várias referências existentes ([Iribarne e Godson, 1981](#); [COESA, 1976](#); [Wallace e Hobbs, 2006](#); [Wikipedia, 2020a](#)); os valores de x_i , particularmente para CO_2 , são atualizados com os dados disponíveis mais recentes (a partir de 2020). Além disso, os valores foram ajustados manualmente para garantir que

$$\sum_i x_i = 1.$$

Constituição de uma atmosfera “seca” (não incluindo vapor d’água. Os valores são aproximados, e ajustados para assegurar que as fracções molares somem 1.

Gas	M_i (g mol^{-1})	x_i (mol mol^{-1})
N_2	28.0134	0.78078700
O_2	31.9988	0.20943200
Ar	39.948	0.00934000
CO_2	44.0095	0.00041390
Ne	20.1797	0.00001818
He	4.002602	0.00000524
CH_4	16.0425	0.00000170
Kr	83.798	0.00000110
H_2	2.01588	0.00000055
N_2O	44.0128	0.00000033
soma		1.00000000

Estamos agora em condições de calcular a constante do gás para *ar seco*, R_d , por meio de $M = \sum_i x_i M_i$ e $R = R^\# / M$, utilizando os valores da tabela acima, e obtendo

$$R_d = 287.0429 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}.$$

Este valor é ligeiramente menor do que o que foi adotado para a atmosfera padrão de 1976 ($R_d = 287.0569$), que é compatível com a tabela I-4 de [Iribarne e Godson \(1981\)](#). Note entretanto que tem havido um aumento constante no CO₂ atmosférico desde a publicação da Atmosfera Padrão de 1976, e portanto, além de não ser muito diferente do de [COESA \(1976\)](#), o valor adotado aqui é provavelmente mais próximo do estado atual (2020) da atmosfera.

Ar úmido

Note que as equações de seção 3.3 não são estritamente válidas para o ar atmosférico, o que não é um substância *pura*; ao contrário, é uma mistura de muitos gases. Cada nova constituinte faz com que as equações termodinâmicas fiquem mais complexas; em particular, funções de estado, tais como u e h tornam-se então também funções das concentrações de cada novo constituinte.

Nós não vamos seguir o caminho rigoroso de tratar a atmosfera como uma mistura de vários gases e de dar o tratamento termodinâmico completo para a mistura; em vez disso, vamos considerar “ar seco”, discutido acima e vamos introduzir diversos índices de umidade para a concentração de vapor d’água (que é o componente variável mais importante da atmosfera).

Considere então um certo volume V , composto inicialmente de ar seco com massa m_d , número total de moles n_d , pressão p_d , e densidade ρ_d , ao qual se adiciona vapor d’água com massa m_v e n_v moles. As equações desenvolvidas na seção 3.4 aplicam-se para o ar úmido. De acordo com o modelo de pressões parciais, cada componente gasoso exerce sua própria pressão parcial em função da temperatura T e do número de moles n_i . Se vapor d’água for adicionado isotermicamente, a pressão total após sua adição aumentará em um valor igual à *pressão parcial de vapor d’água* a qual é dada por

$$e = \frac{1}{V} n_v R^\# T.$$

Estritamente falando, deveríamos ter usado p_v em lugar de e acima, mas é padrão em Meteorologia denominar a pressão parcial de vapor e , e vamos seguir essa prática.

O conteúdo de vapor d’água no ar, entretanto, é altamente variável na atmosfera; além disso, em medições de fluxos turbulentos de escalares é frequentemente preferível utilizar concentrações medidas em uma atmosfera seca equivalente (veja, por exemplo, [Butenhoff e Khalil, 2002](#)). Portanto, nós revisitaremos diversas definições de concentração em relação aos componentes de uma atmosfera seca. Para a fração molar, nós agora temos a pressão do ar seco, a razão volumétrica e a razão molar

$$x_{di} = \frac{p_i}{p_d} = \frac{V_i}{V_d} = \frac{n_i}{n_d} \quad (i \neq v)$$

e a fração mássica (ou concentração mássica) de ar seco,

$$c_{di} = \frac{\rho_i}{\rho_d} \quad (i \neq v).$$

Acima, observe que após a adição de vapor d'água, o volume dos constituintes do ar seco será $V_d < V$. Também podemos considerar as razões de mistura secas

$$\eta_{di} = \frac{n_i}{n_d - n_i}, \quad (i \neq v)$$

e

$$r_{di} = \frac{m_i}{m_d - m_i} \quad (i \neq v).$$

Desde que as concentrações relativas dos componentes do ar seco permaneçam as mesmas, os cálculos anteriores das propriedades do ar seco M_d e R_d (a massa molecular média e a constante de gás do ar seco, respectivamente) também permanecem inalteradas. Verifiquemos:

$$p = p_d + e,$$

onde p_d é dado por

$$p_d = \sum_{i \neq v} p_i = \sum_{i \neq v} \rho_i R_i T \equiv \rho_d R_d T.$$

Como antes, a equação acima define R_d . Portanto, o valor da constante de gás de ar seco em uma atmosfera úmida é

$$R_d = \frac{\sum_{i \neq v} \rho_i R_i}{\rho_d} = \sum_{i \neq v} \frac{\rho_i}{\rho_d} R_i = \sum_{i \neq v} c_{di} R_i,$$

onde os pesos das constantes específicas de gás R_i são agora as concentrações mássicas “secas” c_{di} . Prosseguindo,

$$\begin{aligned} R_d &= \frac{1}{m_d} \sum_{i \neq v} m_i R_i \\ &= \frac{1}{m_d} \sum_{i \neq v} n_i M_i R_i \\ &= \frac{1}{m_d} \sum_{i \neq v} n_i R^\# = \frac{1}{m_d} \left(\sum_{i \neq v} n_i \right) R^\# \\ &= \frac{n_d}{m_d} R^\# \end{aligned} \tag{3.2}$$

Mas a massa molar média do ar seco em uma atmosfera úmida é, por definição,

$$M_d = \sum_{i \neq v} x_{di} M_i = \frac{\sum_{i \neq v} n_i M_i}{n_d} = \frac{m_d}{n_d}$$

de forma que, como antes,

$$R_d = \frac{R^\#}{M_d}.$$

Note também que se as concentrações relativas dos componentes do ar seco não mudam, então os x_{di} 's de agora são os mesmos que os x_i 's na tabela acima, o que prova a afirmação de que neste caso os valores de M_d e R_d não mudam.

Com estes resultados em mão, podemos simplificar os cálculos substancialmente dividindo ar ocupando V com massa total de m em um componente seco e vapor de água:

$$\begin{aligned} m &= m_d + m_v, \\ \frac{m}{V} &= \frac{m_d}{V} + \frac{m_v}{V}, \\ \rho &= \rho_d + \rho_v, \end{aligned} \tag{3.3}$$

onde ρ_v é a densidade de vapor de água. Em si mesmo, ρ_v é um índice de concentração de vapor de água; em meteorologia, é chamado *umidade absoluta*. Usando $M_v = 18.0153 \text{ g mol}^{-1}$, descobrimos que

$$R_v = 461.5230 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

é a constante de gás para o vapor d'água. A pressão parcial de vapor d'água é

$$e = \rho_v R_v T.$$

A *umidade específica* q é o mesmo que a fração mássica de vapor d'água c_v , sendo definida como

$$q = \frac{\rho_v}{\rho}.$$

Em meteorologia, é normal usar q e não c_v (este último também é fácil confundir com o calor específico a volume constante, c_v , e será evitado. De novo: compare $c_v \times c_v$). Somando as pressões parciais de ar seco e de ar úmido,

$$\begin{aligned} p &= p_d + e \\ &= \rho_d R_d T + \rho_v R_v T \\ &= (\rho_d R_d + \rho_v R_v) T \\ &= \rho \left(\frac{\rho_d}{\rho} R_d + \frac{\rho_v}{\rho} R_v \right) T \\ &= \rho R_d \left(\frac{\rho_d}{\rho} + \frac{\rho_v}{\rho} \frac{R_v}{R_d} \right) T \\ &= \rho R_d \left((1 - q) + \frac{R_v}{R_d} q \right) T. \end{aligned}$$

Substituindo

$$\begin{aligned} \frac{R_v}{R_d} &= 1.608 \approx 1.61 \quad \Rightarrow \\ p &= \rho R_d \underbrace{(1 + 0.61q)}_{T_v} T, \quad \text{ou} \\ p &= \rho \underbrace{R_d(1 + 0.61q)}_R T \end{aligned}$$

A *temperatura virtual* T_v definida acima é a temperatura de uma atmosfera seca com a mesma densidade ρ ; T_v é ligeiramente maior do que T . Um outro índice de umidade atmosférica é a razão de mistura (mais especificamente, a razão de mistura mássica para o vapor d'água). A razão de mistura foi definida anteriormente. Para o vapor d'água, a razão de mistura mássica é

$$r_v = \frac{\rho_v}{\rho - \rho_v} = \frac{\rho_v}{\rho_d}.$$

Na sequência nós vamos usar sistematicamente a lei dos gases

$$p_i = \rho_i R_i T \Rightarrow \rho_i = \frac{p_i}{R_i T}.$$

Relações úteis entre a razão de mistura e a umidade específica são

$$\begin{aligned} r_v &= \frac{\rho_v}{\rho_d} = \frac{\frac{e}{R_v T}}{\frac{(p-e)}{R_d T}} \\ &= \frac{R_d}{R_v} \frac{e}{p-e} = 0.622 \frac{e}{p-e}; \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} q &= \frac{\rho_v}{\rho} = \frac{\frac{e}{R_v T}}{\frac{\rho_d + \rho_v}{R_d T}} \\ &= \frac{\frac{e}{R_v T}}{\frac{p-e}{R_d T} + \frac{e}{R_v T}} \\ &= \frac{R_d}{R_v} \frac{e}{p + \left(\frac{R_d}{R_v} - 1\right) e} \\ &= 0.622 \frac{e}{p - 0.378e} \approx 0.622 \frac{e}{p}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

3.5 Saturação e grandezas associadas

O calor latente de evaporação da água, L_w , é a quantidade de energia usada para mudar a fase de uma unidade de massa de líquido para vapor, em uma mistura pura das duas fases. Uma boa aproximação para a obtenção de uma expressão para L_w como uma função da temperatura é o pressuposto de que as capacidades térmicas das duas fases são iguais. Isso leva a ([Adkins, 1983](#), Cap. 10, eq. 10.16)

$$dL_w = [c_{pv} - c_{pw}]dT$$

onde c_{pv} e c_{pw} são os calores específicos a pressão constante do vapor de água e da água no estado líquido, respectivamente. Se os calores específicos, por sua vez, forem supostos constantes, obtém-se

$$L_w = a_L + b_L T$$

onde $b_L = [c_{pv} - c_{pw}]$. No SI, com T in Kelvins, [Dake \(1972\)](#) fornece

$$L_w = 3.142689 \times 10^6 - 2.365601 \times 10^3 T$$

in J kg^{-1} . [Henderson-Sellers \(1984\)](#) argumenta que uma expressão mais acurada é

$$L_w = 1.91846 \times 10^6 [T/(T - 33.91)]^2.$$

Uma alternativa razoável é usar um valor constante, dado que L_w varia pouco com T na faixa de temperaturas normalmente observadas no ambiente. A $T = 288.15 \text{ K}$, $L_w = 2.464 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$.

Para um sistema constituído por vapor d'água e água no estado líquido em equilíbrio, uma equação pode ser obtida para a derivada em relação à temperatura da *pressão de saturação do vapor d'água* e^* (a pressão do vapor de água em equilíbrio com a água em estado líquido) para a mudança em volume específico ν entre as duas fases e o calor latente, a saber

$$\frac{de^*}{dT} = \frac{L_w}{T\Delta\nu};$$

esta é a equação de *Clausius-Clapeyron equation* ([Adkins, 1983](#), Cap. 10, eq. (10.11)). Acima,

$$\Delta\nu = \nu_v - \nu_w.$$

Supondo a validade da lei dos gases ideais, e que o volume específico da fase líquida é insignificante em comparação com o volume específico do vapor d'água, a equação de Clausius-Clapeyron leva a ([Adkins, 1983](#), Cap. 10, eq. (10.12))

$$\frac{de^*}{dT} = \frac{L_w e^*}{R_v T^2}.$$

Observe que a dependência do calor latente L_w com a temperatura termodinâmica pode ser usada para integrar a equação acima,

$$\begin{aligned} \frac{de^*}{e^*} &= \frac{L_w}{R_v} \frac{dT}{T^2}, \\ \frac{de^*}{e^*} &= \frac{1}{R_v} \frac{(a_L + b_L T)}{T^2} dT, \\ \ln\left(\frac{e^*(T)}{e^*(T_0)}\right) &= \int_{T_0}^T \frac{1}{R_v} \frac{(a_L + b_L \tau)}{\tau^2} d\tau, \\ \ln\left(\frac{e^*(T)}{e^*(T_0)}\right) &= \frac{1}{R_v} \left\{ -b_L \ln(T_0) + b_L \ln(T) + a_L \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right\}, \end{aligned}$$

resultando em

$$e^*(T) = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{b_L}{R_v}} e^*(T_0) \exp\left[\frac{a_L}{R_v} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right],$$

onde T_0 é uma temperatura de referência. Com $b_L = 0$, a equação acima se parece muito (mas não é igual) à equação empírica de Teten ([Murray, 1966; Dilley, 1968; Stull, 1995; Alduchov e Eskridge, 1996](#)):

$$e^*(T) = e_0 \exp\left[\frac{b(T - T_1)}{T - T_2}\right],$$

com $e_0 = 610.78 \text{ Pa}$, $b = 17.2693882 \text{ K}^{-1}$, $T_1 = 273.16 \text{ K}$ e $T_2 = 35.86 \text{ K}$. Para a pressão de vapor em equilíbrio com o gelo, as constantes mudam para $b = 21.8745584$ e $T_2 = 7.66$.

Para a maioria das aplicações meteorológicas, a fórmula de Teten é mais do que suficiente. Note entretanto que as constantes mudam para a pressão do vapor de saturação sobre o gelo; Note também que a presença de sais na água altera e^* significativamente. Finalmente, a equação de Richards ([Brutsaert, 1982](#)) é

$$e^*(T) = 101\,325 \exp [13.3185t_r - 1.9760t_r^2 - 0.6445t_r^3 - 0.1299t_r^4],$$

$$\frac{de^*}{dT} = \frac{373.15}{T^2} e^*(T) [13.3185 - 3.9520t_r - 1.9335t_r^2 - 0.5996t_r^3],$$

$$t_r = 1 - \frac{373.15}{T}.$$

Muitas dessas fórmulas foram obtidas para padrões antigos de temperatura (ITS-27, ITS-48, IPTS-68, IPTS-68(75), EPT-76), que foram revisados significativamente em 1990 (ITS-90); ver [Consultative Committee for Thermometry \(2015\)](#); em particular, o ponto de ebulação da água pura (VSMOW; [Wikipedia \(2020d\)](#)) a uma pressão atmosférica (101 325 Pa) é 99.974 °C, e não mais 100 °C! ([Wikipedia, 2020b](#)).

O conceito de saturação agora permite a definição de vários índices de umidade nele baseados. A *umidade relativa* y é a razão entre a razão de mistura real e a razão de mistura em uma atmosfera saturada, à mesma temperatura e à mesma pressão:

$$y = \frac{r}{r^*}.$$

Note que, por ser especificada à mesma temperatura e pressão, a densidade do ar seco na atmosfera saturada (ρ_{d*}) é na verdade menor do que a densidade do ar seco na atmosfera não-saturada (ρ_d). As equações de estado são

$$p - e = \rho_d R_d T, \quad e = \rho_v R_v T,$$

$$p - e^* = \rho_{d*} R_d T, \quad e^* = \rho_v^* R_v T.$$

Portanto,

$$y = \frac{r}{r^*} = \frac{\frac{\rho_v}{\rho_d}}{\frac{\rho_v^*}{\rho_{d*}}} = \frac{\rho_{d*}}{\rho_d} \times \frac{\rho_v}{\rho_v^*}$$

$$= \frac{\frac{p-e^*}{R_d T}}{\frac{p-e}{R_d T}} \times \frac{\frac{e}{R_v T}}{\frac{e^*}{R_v T}}$$

$$= \frac{p - e^*}{p - e} \times \frac{e}{e^*}$$

$$= \frac{p(1 - e^*/p)}{p(1 - e/p)} \times \frac{e}{e^*}$$

mas $\frac{1}{1 - e/p} \approx 1 + e/p$;

$$\approx (1 - e^*/p)(1 + e/p) \frac{e}{e^*}$$

$$\approx \frac{e}{e^*}.$$

A última equação acima é a comumente utilizada em cálculos.

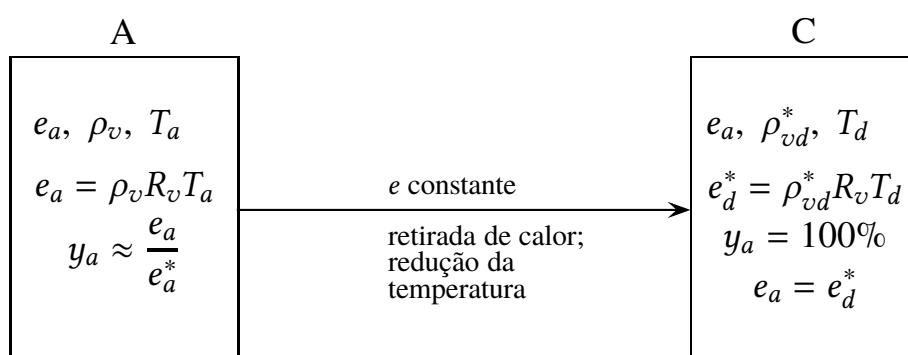
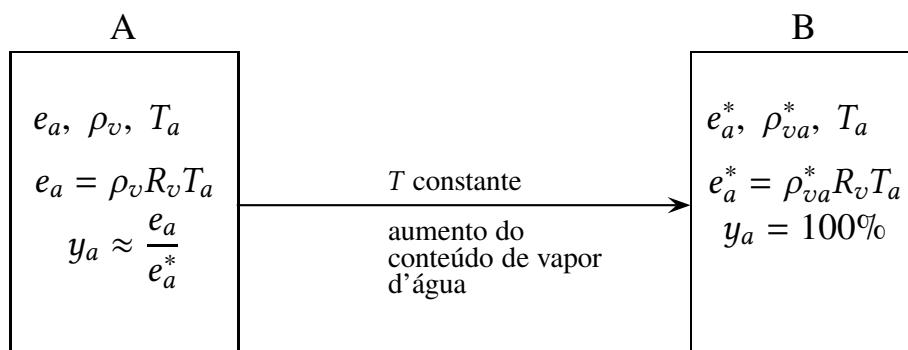
A *temperatura de ponto de orvalho* T_d é a temperatura à qual a pressão reinante de vapor d'água se torna a pressão de saturação:

$$e^*(T_d) = e.$$

Geralmente, a temperatura varia com a altura na camada limite atmosférica. Subscritos como T_x ou e_x , muitas vezes serão usados para especificar temperatura, pressão de vapor de água, etc, em algum nível específico. Além disso, muitas vezes, vamos usar a notação simplificada

$$\begin{aligned} e_x^* &= e^*(T_x), \\ \delta_x &= \frac{de^*(T_x)}{dT}, \\ \rho_{vx}^* &= \rho_v^*(T_x). \end{aligned}$$

Na figura a seguir, mostramos no quadro A, as condições prevalecentes no atmosfera. No quadro B, a saturação é atingida, a partir de A, através do aumento teor de vapor de água. No quadro C, condições de saturação também são atingidas, mas desta vez através de uma queda contínua na temperatura até a temperatura de ponto de orvalho T_d .



Exercises

- 3.1 Show that the *exact* expression for e as a function of y also depends on p and is

$$e = \frac{ye^*}{1 + (y - 1)\frac{e^*}{p}}.$$

Of course, e^* itself is a function of temperature.

3.6 Temperatura potencial

Análise para uma atmosfera sem condensação

Considere a expansão adiabática de uma parcela de ar, a partir de um nível (mais acima) em que a pressão ambiente é p para um nível mais baixo em que a pressão ambiente é p_0 . A primeira lei da termodinâmica é (q é o calor por unidade de massa adicionado ao sistema; w é o trabalho por unidade de massa realizado sobre o sistema)

$$du = dq + dw;$$

Para um processo adiabático ($dq = 0$) e reversível,

$$\begin{aligned} du &= -pdv \\ du &= c_v dT. \end{aligned}$$

A diferenciação da lei dos gases ($pV = RT$) e o uso das definições dos calores específicos a volume constante e pressão constante leva a

$$\begin{aligned} pdv + vdp &= RdT \\ c_v dT &= vdp - RdT \\ (c_v + R)dT &= vdp = \frac{RT}{p} dp \\ c_p dT &= vdp = \frac{RT}{p} dp \\ \frac{dT}{T} &= \frac{R}{c_p} \frac{dp}{p}. \end{aligned}$$

Nós agora integramos entre os pares (T, p) e (θ, p_0) :

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}}.$$

A temperatura potencial θ definida acima é a temperatura de uma parcela de ar trazida adiabaticamente e reversivelmente do estado p, T para um estado de referência cuja pressão é p_0 .

O cálculo da temperatura potencial deve ser feito com o valor correto de R/c_p no caso de ar úmido. Isso ocorre porque neste caso a constante de gás e o calor específico a pressão constante de ar úmido dependem da umidade específica q . Para ver isso, suponha que a entalpia total (não a *entalpia específica*) para uma parcela de ar com massa total m possa ser calculada adicionando as entalpias de seco e o ar úmido:

$$mh = m_d h_d + m_v h_v.$$

Isso produz

$$\begin{aligned} h &= \frac{\rho_d}{\rho} h_d + \frac{\rho_v}{\rho} h_v, \\ h &= (1 - q)h_d + qh_v, \\ c_p &= \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_{p,q} = (1 - q)c_{pd} + qc_{pv} = (1 + 0.84q)c_{pd} \end{aligned}$$

(usando valores tabelados para c_{pd} e c_{pv} : ver (Brutsaert, 1982, Tabela 3.1): $c_{pd} = 1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, e $c_{pv} = 1846 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$).

Com base na definição da temperatura virtual, a constante de gás para ar úmido é

$$R = R_d(1 + 0.61q)$$

(Note que se trata de uma interpretação alternativa de temperatura virtual: nós agora estamos mudando a constante de gás, enquanto mantemos a temperatura absoluta T , de tal forma que $p\bar{v} = RT$ ainda se aplica.) Portanto,

$$\frac{R}{c_p} = \frac{R_d}{c_{pd}} \frac{1 + 0.61q}{1 + 0.84q}.$$

Usando a identidade

$$\frac{1 + ax}{1 + bx} \equiv 1 - (b - a)x + \frac{(b - a)bx^2}{1 + bx} \approx 1 - (b - a)x,$$

nós encontramos (para $x = q \ll 1$)

$$\frac{R}{c_p} \approx (1 - 0.23q) \frac{R_d}{c_{pd}}$$

para ar úmido. Portanto,

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{(1-0.23q)\frac{R_d}{c_{pd}}}$$

Também é imediato obter o calor específico a volume constante para o ar úmido:

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_{v,q} = (1 - q)c_{vd} + qc_{vv} = (1 + 0.94q)c_{vd},$$

fazendo novamente uso da Tabela 3.1 de Brutsaert (1982), com $c_{vd} = 716 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $c_{vv} = 1386 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Finalmente, essas definições se estendem para a temperatura virtual, mas não de forma unívoca, como discutido em Brutsaert (1982, seção 3.2b). A *temperatura potencial virtual* é a temperatura virtual que uma parcela de ar úmido teria se trazida adiabaticamente de seu estado real até a pressão de referência p_0 :

$$\theta_{vp} = T_v \left(\frac{p_0}{p} \right)^{(1-0.23q)\frac{R_d}{c_{pd}}}.$$

Isso é ligeiramente diferente (numericamente) da *temperatura virtual potencial*, que é a temperatura potencial de ar seco com a mesma pressão e a mesma densidade iniciais, e que é dada por

$$\theta_{pv} = T_v \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R_d}{c_{pd}}}.$$

As duas quantidades são obviamente muito próximas numericamente. Daqui para frente, sempre utilizaremos a temperatura potencial virtual. Além disso, nós a denotaremos simplesmente por θ_v .

A taxa de variação da temperatura em uma atmosfera com condensação (taxa pseudo-adiabática)

Considere a equação de estado de um gás ideal, e um estado hidrostático da atmosfera:

$$\begin{aligned}\frac{dp}{dz} &= -\frac{g}{v}, \\ p v &= RT \Rightarrow \\ pdv + vdp &= RdT\end{aligned}$$

Considere também a 1^a lei da Termodinâmica *para um gás ideal, em um processo adiabático*:

$$\begin{aligned}du &= dw + \cancel{\dot{q}}^0, \\ c_v dT &= -pdv.\end{aligned}$$

Substituindo na última equação do bloco anterior,

$$-c_v dT + vdp = RdT$$

Mas

$$vdp = -gdz; \Rightarrow$$

$$\begin{aligned}-c_v dT - gdz &= RdT, \\ -gdz &= (R + c_v) dT, \\ -gdz &= c_p dT, \\ \frac{dT}{dz} &= -\frac{g}{c_p} = -0.00976 \text{ K m}^{-1},\end{aligned}$$

que é a *taxa adiabática seca*. Em uma atmosfera úmida, a coisa é mais complicada: à medida que parcelas são levantadas e atingem níveis mais altos e frios, uma parte do vapor d'água condensa, e o calor latente liberado *diminui* a queda de temperatura. Isso produz taxas *pseudo-adiabáticas úmidas*. Um valor representativo, frequentemente citado é

$$\frac{dT}{dz} = -0.00650 \text{ K m}^{-1}.$$

Nós podemos retomar os cálculos da temperatura potencial para uma atmosfera em que ocorre condensação, de forma aproximada. Seja portanto

$$\frac{dT}{dz} = -\alpha$$

a taxa pseudo-adiabática prevalecente na atmosfera. As equações agora são

$$\begin{aligned}vdp &= -gdz, \quad (\text{eq. hidrostática}) \\ dT &= -\alpha dz. \quad (\text{"substituindo a 1^a Lei"})\end{aligned}$$

Com a lei dos gases,

$$\begin{aligned} v &= \frac{RT}{p}, \\ \frac{RT}{p} dp &= -g dz, \\ \frac{dp}{p} &= \left(-\frac{g}{RT}\right) dz, \\ \frac{dp}{p} &= \left(-\frac{g}{\alpha R}\right) \frac{dT}{T}, \\ p_2 &= p_1 \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{g/(\alpha R)}, \end{aligned}$$

juntamente com

$$T_2 = T_1 - \alpha(z_2 - z_1).$$

Água precipitável

É a massa de água em uma coluna da atmosfera entre dois níveis *por unidade de área* (minha definição).

$$m_p(z_1, z_2) = \int_{z_1}^{z_2} q \rho dz.$$

Exemplo 3.2.2 de [Chow et al. \(1988\)](#): Calcule a água precipitável em uma coluna de ar saturado de 10 km de altura a partir da superfície ($p = 101\,325\text{ Pa}$, $T = 30^\circ\text{C}$, $\alpha = 6.5^\circ\text{C}(100\text{ m})^{-1}$).

Para resolver o problema, nós vamos precisar de um computador, e de uma linguagem de programação. Usarei Python. Precisaremos de uma rotina para calcular a pressão de saturação de vapor d'água, de uma rotina de integração numérica, e das constantes de gás para fazermos todos os cálculos.

O programa `agprec.py` é (espero!) auto-explicativo.

Um ponto importante é o cálculo iterativo do estado da atmosfera no nível “2” a partir do estado (conhecido) no nível “1”. Para isso, nós resolvemos:

$$\begin{aligned} \Delta p &= -\frac{\rho_1 + \rho_2}{2} g \Delta z, \\ p_2 &= p_1 + \Delta p, \\ q_2 &= 0.622 \frac{e^*(T_2)}{p_2}, \\ \rho_2 &= \frac{p_2}{R_d T_2 (1 + 0.61 q_2)}, \end{aligned}$$

partindo de

$$\begin{aligned} q_2 &= 0.622 \frac{e^*(T_2)}{p_1}, \\ \rho_2 &= \frac{p_1}{R_d T_2 (1 + 0.61 q_2)}, \end{aligned}$$

iterativamente, até a convergência de p_2 .

Listing 3.1: agprec.py – Cálculo de água precipitável.

```

1 #!/home/nldias/miniconda3/bin/python3
2 # -*- coding: iso-8859-1 -*-
3 #
4 # Exemplo 3.2.2 de Chow, Maidment & Mays. Por simplicidade, partimos
5 # de z = 0 com p0 = 101325 Pa, T0 = 303.15 K
6 #
7 # Nelson Luís Dias
8 # criado em 2020-07-28T18:35:04
9 # modificado em 2020-07-28T19:20:16
10 #
11 def Ta(z):
12     """
13     Calcula a temperatura do ar em função da altura z em m, em K
14     """
15     alfa = 0.0065
16     return 273.15 + 30.0 - alfa*z
17 #
18 from math import exp
19 def es(T):
20     """
21     Calcula a pressão de saturação de vapor d'água es (Pa) em função da
22     temperatura T (K) (Eq de Tetens)
23     """
24     b = 17.2693882
25     T1 = 273.16
26     T2 = 35.86
27     e0 = 610.78
28     return e0*exp( b*(T - T1)/(T - T2) )
29 #
30 def newstate(p1,rho1,T1,z2,delz):
31     """
32     Calcula o estado da atmosfera no nível z2 a partir do
33     estado no nível z1, usando a equação de estado e a equação
34     da hidrostática. newstate é um integrador "sob medida"
35     """
36     g = 9.81           # aceleração da gravidade
37     epsp = 0.001        # erro no cálculo de p2, em Pa
38     p20 = p1 + 2*epsp   # força o while a começar
39     p2 = p1             # primeira estimativa de p2
40     T2 = Ta(z2)         # temperatura do ar em z2: não muda mais
41     e2 = es(T2)         # press vapor em z2; não muda mais
42 #
43 # Os 2 valores abaixo são estimativas *iniciais*
44 #
45     q2 = 0.622*e2/p2      # umidade esp em z2
46     rho2 = p2/(Rd*T2*(1+0.61*q2))    # densidade em z2
47     while (abs(p2 - p20) > epsp) :
48         p20 = p2          # guarda o valor anterior
49         rhobar = (rho1 + rho2)/2    # dens média da camada
50         delp = -rhobar*g*delz      # eq da hidrostática
51         p2 = p1 + delp          # novo p2
52         q2 = 0.622*e2/p2        # nova umid esp em z2
53         rho2 = p2/(Rd*T2*(1+0.61*q2))# nova densidade em z2
54         print('.')
55     pass
56     print(p2,rho2,T2,q2)
57 #
58 # retorna o estado da atmosfera no nível z2
59 #
60     return (p2, rho2, T2, q2)
61 #
62 # aqui começa o programa principal: as condições na superfície estão
63 # completamente determinadas.
64 #
65 Rd = 287.03805          # cte de gás do ar seco
66 p0 = 101325.0            # pressão na superfície
67 T0 = 303.15              # temperatura na superfície
68 e0 = es(T0)              # press vapor na superfície
69 q0 = 0.622*e0/p0        # umid esp na superfície
70 rho0 = p0/(Rd*T0*(1 + 0.61*q0))  # densidade do ar na superfície
71 print(q0,rho0)
72 #

```

```

73 # discretizo a atmosfera em n = 1000 pontos
74 # -----
75 n = 1000                                # 1000 intervalos
76 zmax = 10000.0                            # altura máxima (m)
77 delz = 10.0                               # intervalo de integração (m)
78 # -----
79 # crio vetores de estado com n+1 pontos
80 # -----
81 from numpy import arange, zeros
82 p = zeros(n+1,float)                      # pressão em todos os pontos
83 T = zeros(n+1,float)                      # temperatura em todos os pontos
84 q = zeros(n+1,float)                      # umid esp em todos os pontos
85 rho = zeros(n+1,float)                    # densidade em todos os pontos
86 z = arange(0.0,zmax+delz,delz,float)    # niveis de cálculo
87 # -----
88 # loop em z, de baixo para cima
89 # -----
90 (p[0],rho[0],T[0],q[0]) = (p0, rho0, T0, q0)
91 for i in range(n) :
92     (p[i+1],rho[i+1],T[i+1],q[i+1]) = \
93         newstate(p[i],rho[i],T[i],z[i+1],delz)
94 pass
95 # -----
96 # A integração numérica com a regra do trapézio deve ser relativamente
97 # simples
98 # -----
99 ff = rho*q                                # função a ser integrada, já calculada pto a pto
100 Se = ff[0] + ff[n]                         # soma, ptos externos
101 Si = 0.0                                   # soma, ptos internos
102 for k in range(1,n):
103     Si += ff[k]
104 pass
105 I = Se + 2*Si                             # agora basta aplicar a fórmula
106 I *= delz
107 I /= 2.0
108 print('Água\u00e1 precipitável=\u00b7%8.2f\u00a9kg/m\u00b2' % I)

```

3.7 Precipitação

A formação de nuvens requer o levantamento de ar úmido até a condensação. Esse levantamento pode ser produzido:

1. Por frentes (chuvas frontais).
2. Pela orografia (chuvas orográficas).
3. Pela atividade convectiva (chuvas convectivas, chuvas “de verão”).

A formação de gotas de chuva requer *núcleos de condensação* (aerosóis). Vários tipos de aerossol podem funcionar como núcleos de condensação.

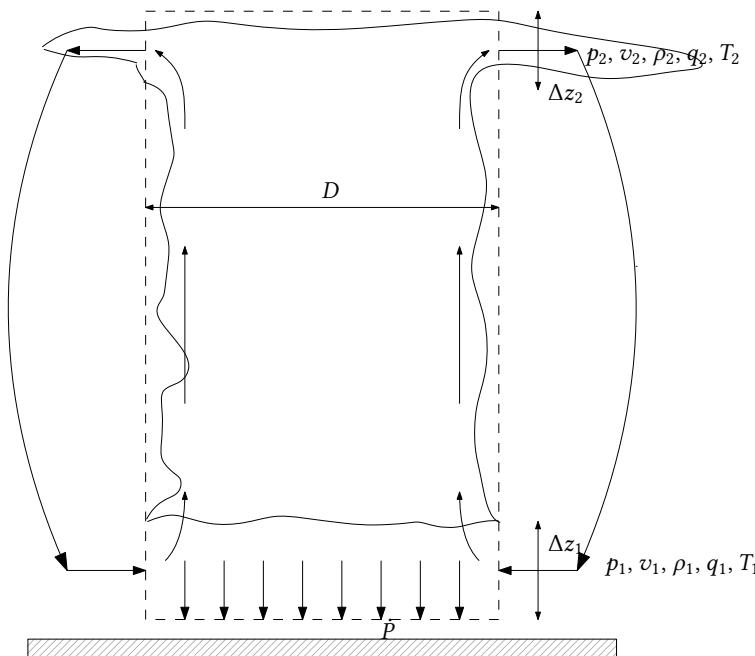
Dependendo das condições de temperatura, presença/ausência de núcleos de condensação, etc., neve e granizo podem se formar.

Gotas de chuva possuem uma velocidade terminal,

$$V_t = \left[\frac{4gD}{3C_d} \left(\frac{\rho_w}{\rho_a} - 1 \right) \right]^{1/2}.$$

Um modelo de tempestade

O modelo a seguir é muito simples, mas mesmo assim é muito útil em aplicações. Em particular, no método da precipitação máxima provável, que veremos mais à frente.



Para uma “célula de tempestade” cilíndrica, de diâmetro D , considere as equações de balanço de massa de ar seco, e de massa de vapor d’água.

Para o ar seco,

$$\begin{aligned}
 0 &= \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{C}} \rho_d dV + \oint_{\mathcal{S}} \rho_d (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) dV; \\
 0 &= [\rho(1-q)v\Delta z]_2 \pi D - [\rho(1-q)v\Delta z]_1 \pi D \\
 [\rho(1-q)v\Delta z]_2 &= [\rho(1-q)v\Delta z]_1 \\
 [\rho v \Delta z]_2 &= [\rho v \Delta z]_1 \frac{1-q_1}{1-q_2}
 \end{aligned}$$

e para o vapor d'água,

$$\begin{aligned}
 0 &= \frac{\partial}{\partial t} \int_{\mathcal{C}} q\rho dV + \oint_{\mathcal{S}} q\rho (\mathbf{n} \cdot \mathbf{v}) dV; \\
 0 &= \dot{P} \frac{\pi D^2}{4} + [q\rho v \Delta z]_2 \pi D - [q\rho v \Delta z]_1 \pi D \\
 \dot{P} \frac{\pi D^2}{4} &= [q\rho v \Delta z]_1 \pi D - [q\rho v \Delta z]_2 \pi D \\
 \dot{P} \frac{D}{4} &= [q\rho v \Delta z]_1 - [q\rho v \Delta z]_2 \\
 \dot{P} \frac{D}{4} &= q_1 [\rho v \Delta z]_1 - q_2 [\rho v \Delta z]_2 \\
 \dot{P} \frac{D}{4} &= q_1 [\rho v \Delta z]_1 - q_2 [\rho v \Delta z]_1 \frac{1-q_1}{1-q_2} \\
 \dot{P} \frac{D}{4} &= \left(q_1 - q_2 \frac{1-q_1}{1-q_2} \right) [\rho v \Delta z]_1 \\
 \dot{P} \frac{D}{4} &= \left(\frac{q_1 - q_2}{1 - q_2} \right) [\rho v \Delta z]_1, \\
 \dot{P} &= \frac{4}{D} \left(\frac{q_1 - q_2}{1 - q_2} \right) [\rho v \Delta z]_1.
 \end{aligned}$$

Note que $\{\dot{P}\} = \text{kg}_{\text{H}_2\text{O}} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. A intensidade de precipitação em m s^{-1} é

$$i = \frac{4}{\rho_w D} \left(\frac{q_1 - q_2}{1 - q_2} \right) [\rho v \Delta z]_1$$

e a intensidade de precipitação em mm h^{-1} é

$$\begin{aligned}
 \text{m s}^{-1} &= \frac{1000 \text{ mm}}{\text{m}} \times \frac{1}{\text{s}} \times \frac{3600 \text{ s}}{\text{h}} \\
 i &= \frac{4}{\rho_w D} \left(\frac{q_1 - q_2}{1 - q_2} \right) [\rho v \Delta z]_1 \times 1000 \times 3600.
 \end{aligned}$$

Façamos portanto o Exemplo 3.3.2 de [Chow et al. \(1988\)](#):

A thunderstorm cell 5 km in diameter has a cloud base of 1.5 km, and surface conditions recorded nearby indicate saturated air conditions with air temperature 30° C , pressure 101325 Pa and wind speed 1 m s^{-1} . Assuming a lapse rate of $7.5^\circ \text{ C km}^{-1}$ and an average outflow elevation of 10 km, calculate the precipitation intensity from this storm. Also determine

what proportion of the incoming moisture is precipitated as air passes through the storm cell and calculate the rate of release of latent heat through moisture condensation in the column.

A solução será calculada pelo programa `stcell.py`.

Listing 3.2: `stcell.py` – Modelo de tempestade.

```

1 #!/home/nldias/miniconda3/bin/python3
2 # -*- coding: iso-8859-1 -*-
3 #
4 # Exemplo 3.3.2, Chow, Maidment e Mays
5 #
6 # Nelson Luis Dias
7 # 2020-08-04T17:19:27
8 #
9 #
10 # vou precisar da fórmula para a pressão de saturação de vapor d'água
11 #
12 from math import exp
13 def es(T):
14     """
15     Calcula a pressão de saturação de vapor d'água es (Pa) em função da
16     temperatura T (K) (Eq de Tetens)
17     """
18     b = 17.2693882
19     T1 = 273.16
20     T2 = 35.86
21     e0 = 610.78
22     return e0*exp( b*(T - T1)/(T - T2) )
23 def Ta(z):
24     """
25     Calcula a temperatura do ar em função da altura z em m, em K
26     """
27     alfa = 0.0075      # esta mudança é muito importante!!!!
28     return 273.15 + 30.0 - alfa*z
29 #
30 # vou precisar de uma fórmula para o calor latente de evaporação
31 #
32 def latente(T) :
33     """
34     latent: Latent heat of evaporation (in J kg^{-1}) as a function
35     of
36     thermodynamic temperature (in K)
37
38     From Dake 1972 "Evaporative Cooling of a body of water", Water
39     Resour Res, (8)1087--1091.
40     """
41     return (3142689.0 - 2356.01 * T)
42 #
43 # todas as variáveis no SI!!!!
44 #
45 Diam = 5000.0          # diâmetro da célula (m)
46 delz1 = 1500.0          # $\Delta z_1$ (m)
47 p0 = 101325.0          # pressão atmosférica em Pa
48 T0 = 30+273.15         # temperatura do ar na "entrada", em K
49 v1 = 1.0                # velocidade do vento na "entrada", em m/s
50 rhoW = 1000.0           # densidade da água líquida kg/m^3
51 es0 = es(T0)            # press vap na entrada (Pa)
52 q0 = 0.622*es0/p0       # umidade específica na superfície (kg/kg)
53 Rd = 287.03805          # cte de gás do ar seco
54 rho0 = p0/(Rd*T0*(1 + 0.61*q0))    # densidade do ar na superfície
55 #
56 # nós vamos precisar da pressão atmosférica a 10 km de altura!!!!
57 # para isso, temos que calcular a mesma integral de antes :-((
58 # copio e colo o programa que fiz antes para ir até p2
59 #
60 def newstate(p1,rho1,T1,z2,delz):
61     """
62     Calcula o estado da atmosfera no nível z2 a partir do
63     estado no nível z1, usando a equação de estado e a equação
64     da hidrostática. newstate é um integrador "sob medida"
65     """

```

```

66     g = 9.81                      # aceleração da gravidade
67     epsp = 0.001                   # erro no cálculo de p2, em Pa
68     p20 = p1 + 2*epsp            # força o while a começar
69     p2 = p1                      # primeira estimativa de p2
70     T2 = Ta(z2)                  # temperatura do ar em z2: não muda mais
71     e2 = es(T2)                  # press vapor em z2; não muda mais
72 #
73 # Os 2 valores abaixo são estimativas *iniciais*
74 #
75     q2 = 0.622*e2/p2            # umidade esp em z2
76     rho2 = p2/(Rd*T2*(1+0.61*q2)) # densidade em z2
77     while (abs(p2 - p20) > epsp) :
78         p20 = p2                # guarda o valor anterior
79         rhobar = (rho1 + rho2)/2 # dens média da camada
80         delp = -rhobar*g*delz   # eq da hidrostática
81         p2 = p1 + delp          # novo p2
82         q2 = 0.622*e2/p2        # nova umid esp em z2
83         rho2 = p2/(Rd*T2*(1+0.61*q2))# nova densidade em z2
84     #     print('.')
85     pass
86     #     print(p2,rho2,T2,q2)
87 #
88 # retorna o estado da atmosfera no nível z2
89 #
90     return (p2, rho2, T2, q2)
91 #
92 # discretizo a atmosfera em n = 1000 pontos
93 #
94 n = 1000                      # 1000 intervalos
95 zmax = 10000.0                 # altura máxima (m)
96 delz = 10.0                     # intervalo de integração (m)
97 #
98 # crio vetores de estado com n+1 pontos
99 #
100 #
101 # loop em z, de baixo para cima
102 #
103 print("Condições aqui em baixo:")
104 print("p0, rho0, T0, q0")
105 print("%9.2f %5.2f %5.2f %6.4f" % (p0, rho0, T0, q0))
106 from numpy import arange, zeros
107 p = zeros(n+1,float)           # pressão em todos os pontos
108 T = zeros(n+1,float)           # temperatura em todos os pontos
109 q = zeros(n+1,float)           # umid esp em todos os pontos
110 rho = zeros(n+1,float)         # densidade em todos os pontos
111 z = arange(0.0,zmax+delz,delz,float) # níveis de cálculo
112 #
113 # loop em z, de baixo para cima
114 #
115 (p[0],rho[0],T[0],q[0]) = (p0, rho0, T0, q0)
116 for i in range(n) :
117     (p[i+1],rho[i+1],T[i+1],q[i+1]) = \
118         newstate(p[i],rho[i],T[i],z[i+1],delz)
119 pass
120 (p2,rho2,T2,q2,z2) = (p[n],rho[n],T[n],q[n],z[n])
121 print("Condições lá em cima:")
122 print("%9.2f %5.2f %5.2f %6.4f" % (p2,rho2,T2,q2))
123 #
124 # As variáveis q1 e rho1 agora referem-se à média sobre delz1: note
125 # que z[150] = 1500 m. Portanto, vamos fazer a média de q e a média de
126 # rho de 0 a 150 inclusive
127 #
128 from numpy import average
129 rho1 = average(rho[0:151])
130 print(rho1)
131 q1 = average(q[0:151])
132 print(q1)
133 #
134 # agora temos condições de continuar a fazer as contas. O resultado
135 # mais importante é a taxa de precip, em kg/m2/s
136 #
137 Pdot = (4.0/(Diam))*(q1 - q2)/(1-q2)*rho1*v1*delz1 # kg/m2/s
138 print("Pdot=",Pdot)

```

```

139 Pdms = Pdot/rhow # m/s
140 print("Pdms = ", Pdms)
141 Pmmh = Pdms*1000*3600 # mm/h
142 print("Pmmh = ", Pmmh)

```

Agora, faça as contas restantes e termine o exemplo! Verifique sempre contra os resultados numéricos do livro.

Hietógrafas

A precipitação pode ser altamente variável, no espaço e no tempo. Um exemplo gritante para a precipitação anual (média de muitos anos; tipicamente, 30 anos define uma “normal” climatológica): Arica, Chile: 0.5 mm; Mt Waialeale, Havaí: 11680 mm.

Um gráfico de precipitação em função do tempo é chamado de uma *hietógrafa*.

Vamos reproduzir a Tabela 3.4.1 de [Chow et al. \(1988\)](#), que se refere à chuva observada em *um pluviômetro*, 1-Bee, 24–25 Maio de 1981, Austin, Texas; a *hietógrafa* equivalente é produzida por

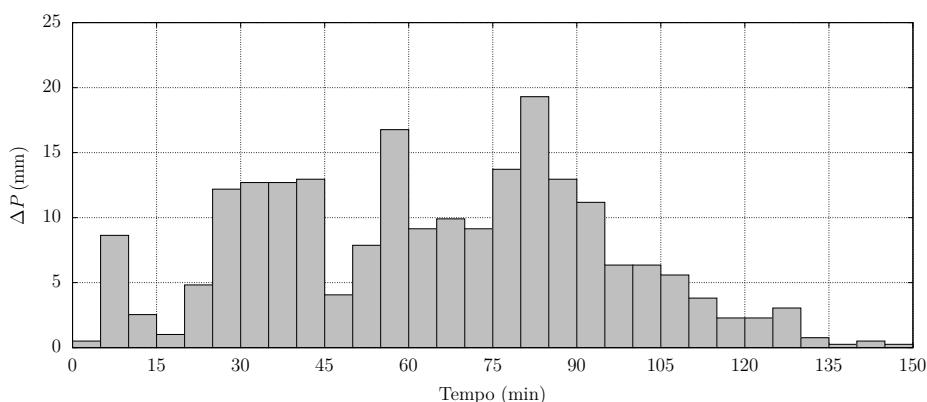
Listing 3.3: a1bee.plt – Hietógrafa de 1Bee.

```

1 set encoding iso_8859_1
2 set terminal epslatex standalone color solid font 'lmr' 12 size 21cm, 9cm
3 set output 'a1bee.tex'
4 set xrange [0:150]
5 set yrange [0:25]
6 set ytics 0,5
7 set xtics 0,15
8 set xlabel 'Tempo (min)'
9 set ylabel '$\Delta P$, (\mathrm{mm})$'
10 set boxwidth 1.0 relative
11 set grid
12 #set style fill solid lc rgb 'gray75' border lt 1
13 #set style line 1 lt 1 lw 4 lc rgb 'black'
14 set linetype 1 lw 2 lc rgb 'black'
15 set style fill solid 1.0 border lt 1
16 plot 'a1bee.dat' using (column(1)-2.5):(column(2)*25.4) notitle \
      with boxes fs solid fc rgb 'gray75'
17

```

e é mostrada a seguir:



A hietógrafa acumulada é produzida por

Listing 3.4: stcell.py – Hietógrafa de 1Bee.

```

1 set encoding iso_8859_1
2 set terminal epslatex standalone color solid font 'lmr' 12 size 21cm, 9cm

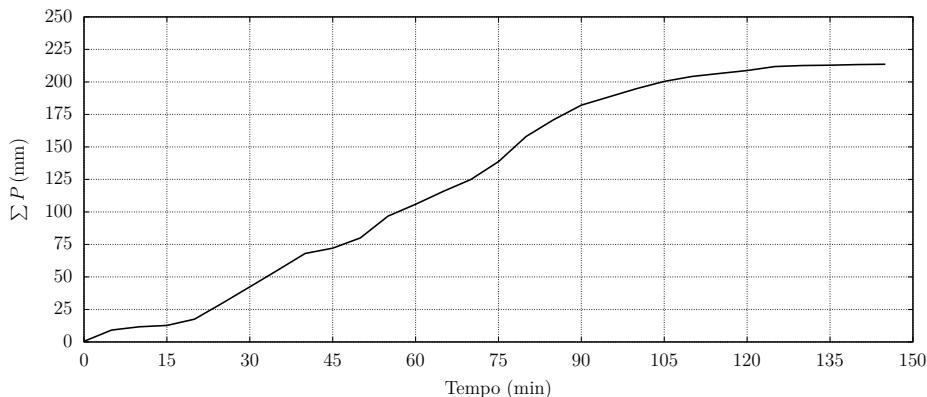
```

```

3 set output 'a1bee-cum.tex'
4 set xrange [0:150]
5 set yrange [0:250]
6 set ytics 0,25
7 set xtics 0,15
8 set xlabel 'Tempo (min)'
9 set ylabel '$\sum P$, (\mathrm{mm})$'
10 set grid
11 #set style fill solid lc rgb 'gray75' border lt 1
12 #set style line 1 lt 1 lw 4 lc rgb 'black'
13 set linetype 1 lw 2 lc rgb 'black'
14 set style fill solid 1.0 border lt 1
15 plot 'a1bee.dat' using (column(1)-5):(column(2)*25.4) notitle \
    smooth cumulative with lines lt 1 lw 4 lc rgb 'black'
16

```

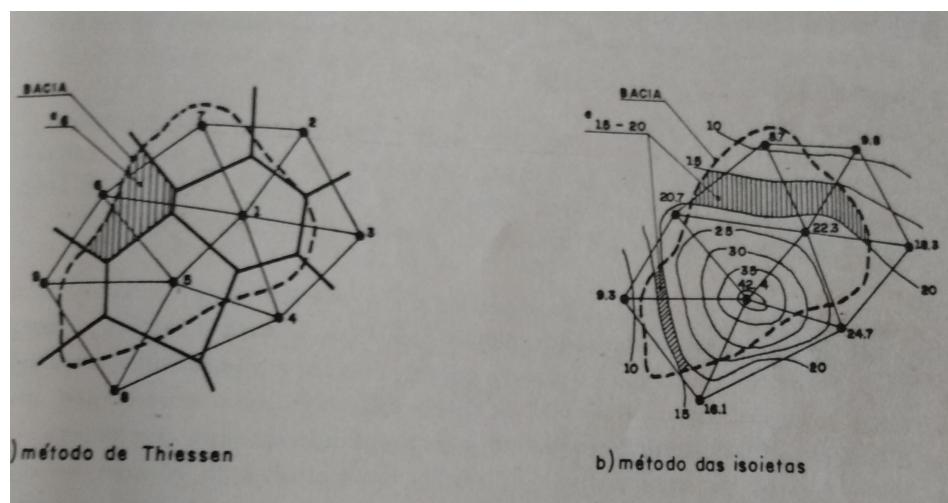
e é mostrada a seguir:



Precipitação espacial

Isoetas são simplesmente curvas de nível traçadas entre dados observados de chuva (geralmente na superfície, com medição em *pluviômetros*). Antigamente, nós desenhávamos “à mão”. Hoje em dia, existem procedimentos automáticos para o cálculo de isoetas a partir de dados observacionais.

Para cada intervalo de tempo de observação da chuva (digamos: a cada 10 minutos em uma bacia “pequena” (10 a 100 km²), a cada dia em uma bacia “grande” (10 000 a 100 000 km²), nós “traçamos” as isoetas como na figura abaixo,



e em seguida calculamos a chuva média sobre a região de interesse (tipicamente, a própria bacia hidrográfica) a cada intervalo de tempo. Muitas vezes (principalmente em modelos “concentrados”, é essa série temporal de precipitação média sobre a bacia que é utilizada em modelos e estudos.

O cálculo da chuva média na bacia sempre envolve alguma aproximação. O método mais simples, *que sempre deve ser usado como uma verificação*, é o da média aritmética. Se P_k é a precipitação acumulada ao longo de Δt na k -ésima estação pluviométrica, a precipitação média é estimada por

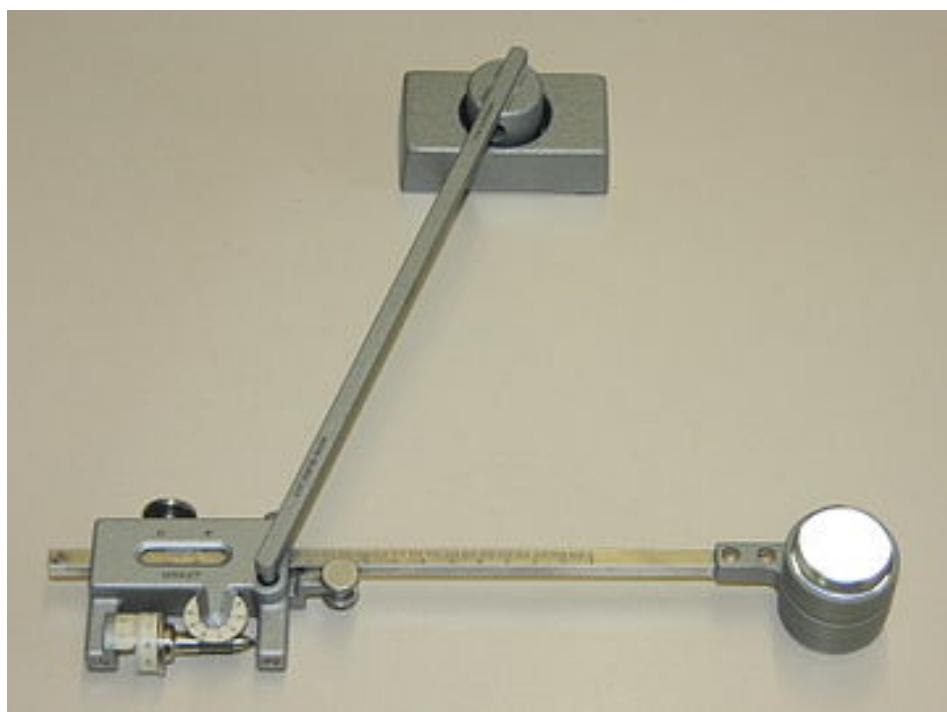
$$\bar{P} = \sum_{k=1}^{n_p} P_k,$$

onde n_p é o número de estações pluviométricas.

O método de Thiessen é originalmente um método gráfico. A bacia hidrográfica é dividida em sub-áreas de influência: cada estação pluviométrica tem uma área de influência A_k (eventualmente, pode acontecer que uma dada estação esteja tão longe da bacia em relação às suas vizinhas que $A_k = 0$). A precipitação média na bacia é então calculada por

$$\bar{P} = \frac{1}{A} \sum_{k=1}^{n_p} A_k P_k.$$

O método das isoeitas mostrado acima também era originalmente um método gráfico. Traçava-se “a sentimento” as curvas de nível “olhando” para os valores de P_k no papel. Em seguida, as curvas de nível eram integradas graficamente com um instrumento denominado “planímetro” [Wikipedia \(2020c\)](#), cuja fotografia mostramos abaixo:

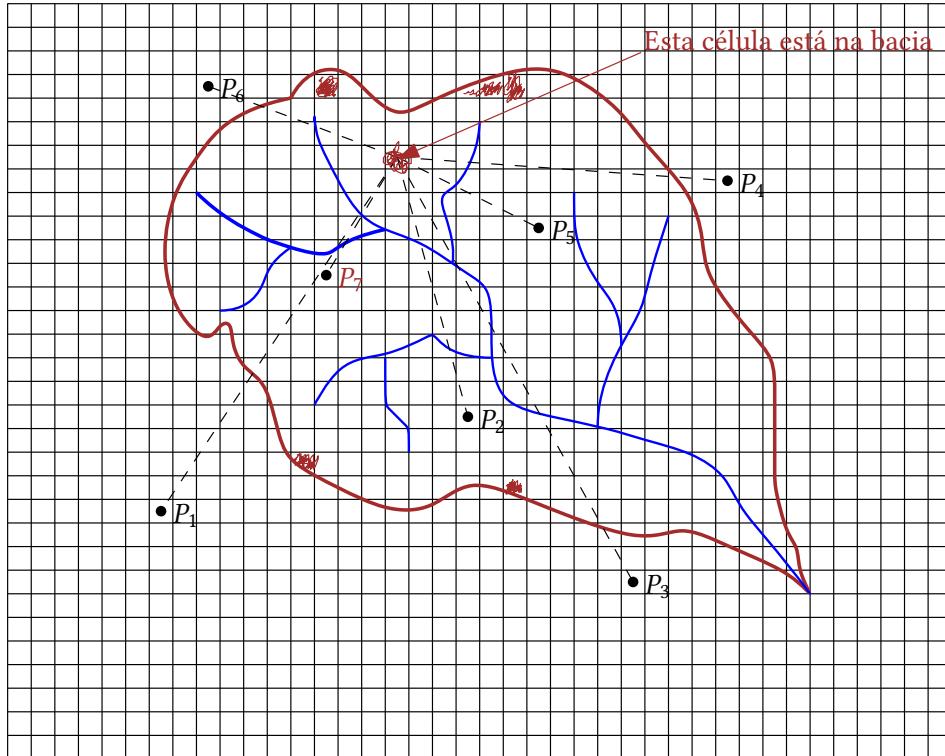


Atualmente, esses métodos foram substituídos por métodos digitais. Considere um reticulado de $m \times n$ células (m linhas, n colunas), e considere

a função indicador

$$I_{ij} = \begin{cases} 0, & \text{a célula } (i,j) \text{ não pertence à bacia hidrográfica,} \\ 1, & \text{a célula } (i,j) \text{ pertence à bacia hidrográfica.} \end{cases}$$

Todos os métodos digitais (implementados como um algoritmo de computador) correspondem a calcular pesos $\omega_{i,j}$ para cada célula dentro da bacia (veja exemplos de células dentro da bacia na figura a seguir)



No método de Thiessen, por exemplo, os pesos de Thiessen correspondem a

$$\omega_k = \frac{A_k}{A}.$$

Porém agora nós vamos calcular os pesos percorrendo cada célula individualmente. Para o método de Thiessen, o algoritmo é o seguinte:

$n = 0$;

Para $k = 1, \dots, n_p$:

$$n_k = 0;$$

Para $i = 1, \dots, m$:

Para $j = 1, \dots, m$:

Se $I_{i,j} \neq 0$:

$$n = n + 1;$$

$$d_{min} = +\infty;$$

Para $k = 1, \dots, n_p$:

Se $d_{i,j \leftrightarrow k} < d_{min}$:

$$k_{min} = k;$$

$$n_{k_{min}} = n_{k_{min}} + 1$$

Para $k = 1, \dots, n_p$:

$$\omega_k = n_k / n \blacksquare$$

No método do inverso do quadrado das distâncias, os pesos são calculados de forma diferente:

$n = 0$;

Para $k = 1, \dots, n_p$:

Para $i = 1, \dots, m$:

Para $j = 1, \dots, m$:

$$\omega_{i,j,k} = 0;$$

Para $i = 1, \dots, m$:

Para $j = 1, \dots, m$:

Se $I_{i,j} \neq 0$:

Para $k = 1, \dots, n_p$:

$$\omega_{i,j,k} = 1/d_{i,j \leftrightarrow k}^2;$$

Para $i = 1, \dots, m$:

Para $j = 1, \dots, m$:

Se $I_{i,j} \neq 0$:

$$s_0 = 0;$$

$$s_1 = 0;$$

Para $k = 1, \dots, n_p$:

$$s_0 = s_0 + \omega_{i,j,k};$$

$$s_1 = s_1 + \omega_{i,j,k} \times P_k;$$

$$p_{i,j} = s_1/s_0$$

E agora para calcular a precipitação média basta integrar numericamente a função (definida ponto a ponto dentro da bacia) $p_{i,j}$. Note que estou usando P_k para a precipitação em cada pluviômetro, e $p_{i,j}$ para a função interpolada ponto a ponto.

3.8 Evaporação: escalas e conceitos gerais

Vou utilizar o termo “evaporação” no mesmo sentido usado por [Brutsaert \(1982\)](#): como o fluxo de massa médio por unidade de área E de vapor d’água sobre uma certa área horizontal (a área de um tanque evaporimétrico; a área de um lago; a área de uma bacia hidrográfica; etc.). Ficam aí incluídas portanto tanto a evaporação de água líquida em contato com o ar, a partir de folhas, do solo úmido, de corpos d’água, etc., como a transpiração através dos estômatos das plantas.

Confrontado com a necessidade de “fechar” o ciclo hidrológico, o hidrólogo freqüentemente tem que calcular estimativas de evapotranspiração e de evaporação em lago. Os métodos disponíveis estão espalhados na literatura, indo de equações totalmente empíricas e algumas vezes obsoletas, até resultados de pesquisa micrometeorológica que não são aplicáveis às escalas hidrológicas. Nesta seção vamos procurar resumir o conhecimento básico necessário à boa prática de estimativas de evaporação/evapotranspiração. Como tal, minimiza-se os aspectos teóricos e as demonstrações, em favor de uma compilação organizada de fórmulas e métodos. As linhas gerais de ação para diversos casos comuns em hidrologia (aplicações em modelos chuva-vazão, cálculo de evapotranspiração e evaporação em lagos) são discutidas brevemente.

Introdução

Nosso objetivo é apresentar um resumo dos modelos e métodos atualmente disponíveis para estimar evaporação e evapotranspiração, na medida do conhecimento do autor, que seja ao mesmo tempo comprehensível e não entre em detalhes matemáticos. Nós denominamos um procedimento de “método” quando o valor de evaporação/evapotranspiração obtido pode ser considerado uma “medição”; incluem-se nesta categoria os métodos do Balanço de Energia, Medição de Covariâncias e Medição de Perfis. O procedimento é denominado “modelo” quando envolve simplificações ou coeficientes cuja incerteza é grande; aqui se incluem várias equações de transferência de massa, a equação de Penman (1948), a equação de Penman-Monteith (Monteith, 1973), a equação de Priestley-Taylor (Priestley e Taylor, 1972) e os modelos CRAE/CRLE de Morton (Morton, 1983a,b; Morton et al., 1985; Morton, 1986). As principais idéias e fórmulas são apresentadas, porém não suas deduções: o espírito deste trabalho é mais o de um guia prático do que um texto teórico sobre evaporação. Além disso, não são apresentados métodos ou modelos que sejam muito sofisticados seja do ponto de vista computacional, seja em termos de requerimento de dados. A ênfase é em procedimentos cuja aplicação é relativamente simples, e que se baseiam principalmente em dados médios diários convencionalmente medidos em estações meteorológicas. Este é o sentido do adjetivo “climatológicos” no título. Os leitores interessados poderão encontrar as bases teóricas e alguns modelos mais sofisticados na lista de referências bibliográficas.

Escalas e modelos em meteorologia e hidrologia

No método científico, sempre que procuramos analisar um problema, este é dividido em diversos elementos, de acordo com a nossa capacidade de “enxergá-los” com a lente de nossas escalas. Os elementos diretamente relevantes são aqueles que podem ser “resolvidos” ou “enxergados” explicitamente. Os elementos indiretamente relevantes são aqueles que não podem ser “resolvidos” ou “enxergados” diretamente pela menor escala que estivermos utilizando: estes elementos precisam ser parametrizados. Finalmente, há elementos irrelevantes, que podem ser totalmente desprezados, pelo menos em uma análise inicial (Brutsaert, 1986).

Por exemplo, considere a questão de modelar uma bacia hidrográfica da ordem de 20000km². Os dados disponíveis muitas vezes são informações pluviométricas e fluviométricas, e mapas do IBGE e do Ministério do Exército nas escalas 1:50000 e/ou 1:100000. Suponha a existência de 10 postos pluviométricos e 10 postos fluviométricos dentro de nossa bacia, mais ou menos uniformemente distribuídos. O modelador deverá ser capaz de identificar cerca de 10 sub-bacias hidrográficas, cada uma das quais com cerca de 2000km², e possivelmente ajustar um modelo chuva-vazão a cada uma destas unidades. Porém, na falta de informações de topografia, precipitação e vazão mais detalhadas, provavelmente será infrutífero descer à escala de bacias de 100 ou 10km². Neste caso, dizemos que a escala espacial “resolvida” do problema é da ordem de $\sqrt{2000\text{km}^2} \approx 45\text{km}$. Tudo o que ocorre abaixo desta escala precisa ser “parametrizado”, e ja-

Tabela 3.1: Escalas em meteorologia [Orlanski \(1975\)](#)

Nome	Fenômenos	Dimensão Horizontal
Macro α	Ondas planetárias muito longas	> 10000 km
	Ondas de gravidade	
Macro β	Ondas baroclínicas	2000 – 10000 km
Meso α	Frentes e Furacões	200 – 2000 km
Meso β	Jato noturno Linhas de instabilidade Aglomerados de Nuvens Efeitos topográficos Efeitos de Lago	20 – 200 km
Meso γ	Chuvas convectivas	2 – 20 km
	Turbulência de Céu Claro	
Micro α	Efeitos Urbanos	
	Tornados Convecção Profunda	200 m – 2 km
Micro β	Ondas de gravidade curtas	
	Térmicas Esteiras	20 m – 200 m
Micro γ	Turbilhões Plumas	
	Turbulência Rugosidade	< 20 m

mais será conhecido explicitamente. Os modelos chuva-vazão em cada sub-bacia de 2000km^2 parametrizam os processos hidrológicos, inclusive o escoamento em calha, “levando-os” até as escalas (definidas individualmente pelas seções de rio onde há medição de vazão) em que há dados confiáveis disponíveis. Este tipo de raciocínio não se aplica somente à hidrologia. De fato, a ferramenta por excelência de identificação de fenômenos relevantes em geociências é a mesma análise de escalas que exemplificamos no parágrafo anterior. Por causa da importância de classificar fenômenos meteorológicos, Orlanski (1975) propôs uma classificação racional (macro, meso, micro) com subdivisões (α, β, γ), mostrada na Tabela 3.1.

A partir da Tabela 3.1, já podemos classificar as escalas relevantes para evaporação e evapotranspiração. Esses fenômenos dependem de:

- radiação solar,
- temperatura e umidade do ar,
- pressão atmosférica,
- velocidade do vento,
- tipo de superfície,
- tipo do solo,
- umidade do solo.

Todas estas grandezas exibem variabilidade na escala meso- β ou menor, conforme exemplificado na Figura 3.1, que mostra a variação da temperatura do ar no Estado do Paraná. Isso significa que evaporação e evapotranspiração são fenômenos de escala espacial igual ou inferior a meso- β .

Nos modelos de evaporação e evapotranspiração, a influência dos campos de radiação, temperatura, umidade, vento, bem como tipo de solo e uso do solo, são incluídos explicitamente (diretamente resolvidos). Os efeitos das escalas micro- β e micro- γ são em geral parametrizados nos modelos; eles são diretamente medidos no método de medição de covariâncias turbulentas (Stull, 1988; Brutsaert, 1982).

É importante observar que o modelo de evaporação/evapotranspiração a ser utilizado vai depender da escala do problema. Assim sendo, é de se esperar que o modelo para um campo de milho de $500 \times 500\text{m}^2$ seja diferente do modelo para uma bacia hidrográfica de 2000km^2 . Infelizmente para a hidrologia, é muito mais difícil coletar informação sobre evapotranspiração regional (de uma bacia hidrográfica) nas escalas de tempo desejáveis (de dias até meses) do que sobre evapotranspiração de culturas. Por este motivo, muitos modelos desenvolvidos para escalas espaciais relativamente pequenas ($< 1\text{ km}$) acabam sendo utilizados para estimativas de evaporação/evapotranspiração em escalas muito maiores. Esta é uma limitação que deve estar em mente na hora de aplicarmos os modelos.

Finalmente, note que registros contínuos de medição de evapotranspiração ou evaporação em lagos ainda são muito raros, e não há séries

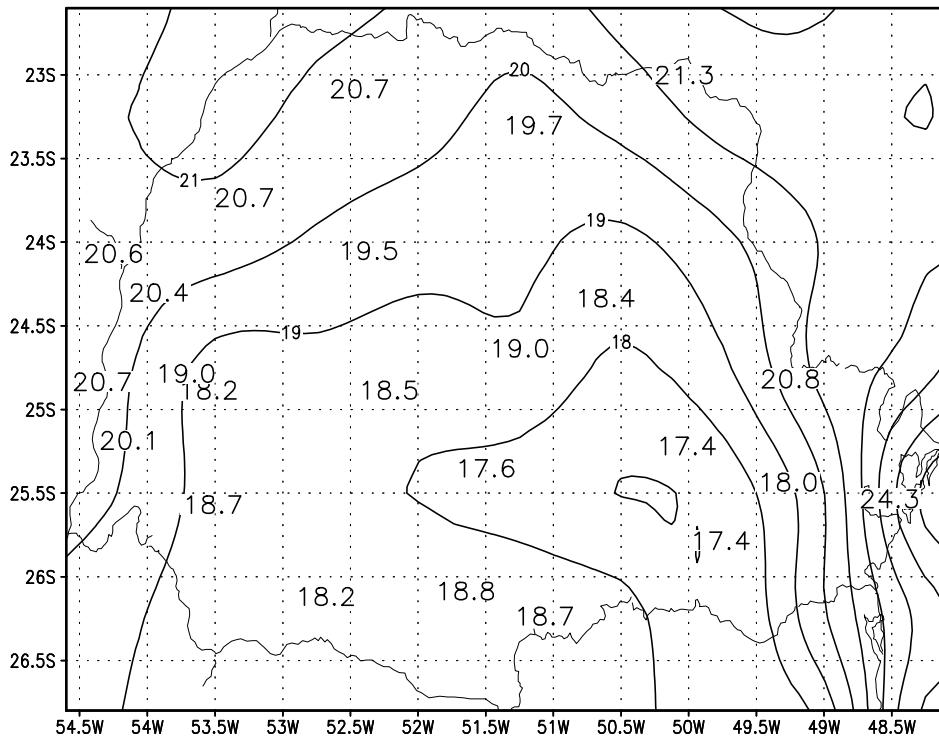


Figura 3.1: Variação da temperatura média horária no Estado do Paraná

longas confiáveis que possam ser usadas em aplicações hidrológicas. Por este motivo, é preciso usar modelos de evaporação e evapotranspiração. Existem bons modelos para lagos baseados no método do balanço de energia que podem ser aplicados com sucesso quando há dados de perfis de temperatura da água (Reis, 1996; Reis e Dias, 1998; Dias e Kan, 2008); além disso, medições relativamente longas de evaporação em lagos com o método de covariâncias turbulentas têm se tornado cada vez mais frequentes Blanken et al. (2000); Rouse et al. (2003); Dias e Malheiros (2003); Armani et al. (2020). A questão de estimativas de evapotranspiração é bem mais complexa, porque envolve a variação da umidade do solo durante o período de secamento após as chuvas. Consequentemente, a qualidade das estimativas de evapotranspiração não é tão boa. Uma forma de levar em conta o armazenamento gravitacional de água subterrânea, da região *saturada*, foi proposta por Dias e Kan (1999); a estimativa do armazenamento na região *vadosa*, entretanto, permanece (tanto quanto eu saiba) uma questão em aberto.

Fundamentos físicos

Unidades O fluxo vertical de uma grandeza qualquer a através de uma superfície plana S é por definição a quantidade de a que atravessa S por unidade de tempo. A evapo(transpi)ração entre a superfície da Terra e a atmosfera é um fluxo de massa; suas unidades SI são dadas por $\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Expressa nestas unidades, o valor numérico de E é extraordinariamente pequeno. Em hidrologia, é usual expressar a evaporação em milímetros de altura de água acumulada equivalente h_E . A conversão é simples. Na

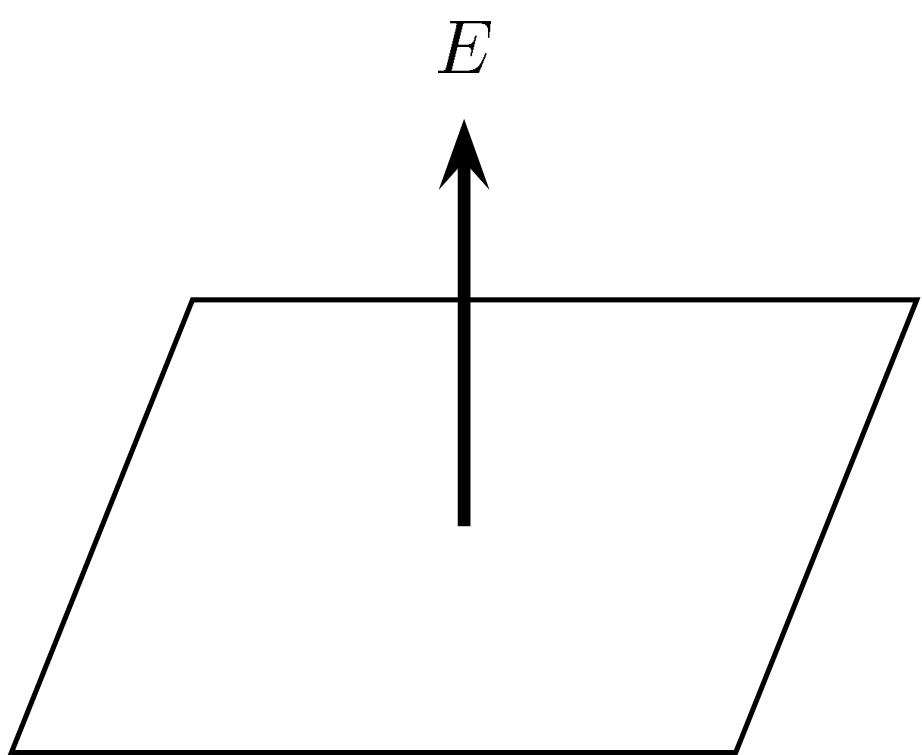


Figura 3.2: Fluxo de massa de vapor d'água através de uma superfície unitária.

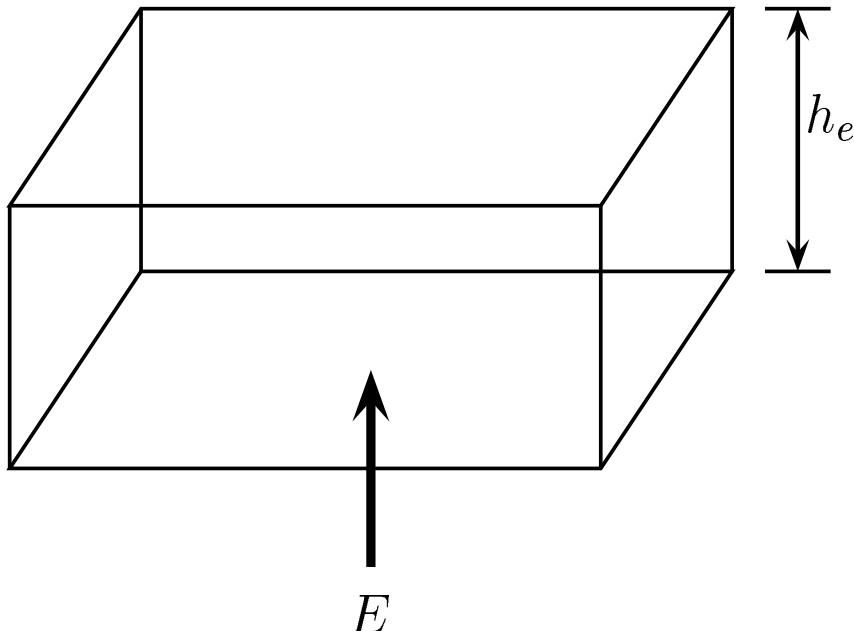


Figura 3.3: Conversão de evaporação de $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ para mm.

Figura 3.3, M é a massa total de água evaporada ao longo de um intervalo de tempo Δt através de uma área unitária. Utilizando a densidade ρ_w da água líquida:

$$M = E\Delta t = \rho_w 1 h_E \Rightarrow h_E = \frac{E\Delta t}{\rho_w} \times 1000. \quad (3.6)$$

O fator 1000 em (3.6) corresponde à conversão de metros para milímetros. Como $\rho_w = 1000 \text{ kg m}^{-3}$, para obter h_E em mm basta multiplicar E pelo número de segundos do intervalo de tempo considerado.

3.8.1 Umidade atmosférica

Para calcular a pressão atmosférica média (em Pa) em uma estação em função da sua altitude Z (em m), use

$$p = 101325 \left(\frac{288,0 - 0,0065Z}{288,0} \right)^{5,256}. \quad (3.7)$$

Além dos índices de umidade que nós já vimos, às vezes é conveniente também definir a *temperatura de bulbo úmido* T_w , via:

$$e_a = e^*(T_w) - \gamma(T_a - T_w)$$

(Estou tentando ser consistente e usar símbolos “em Inglês”), onde $\gamma = (c_p p)/(0.622 L_w)$ é a *constante psicrométrica*.

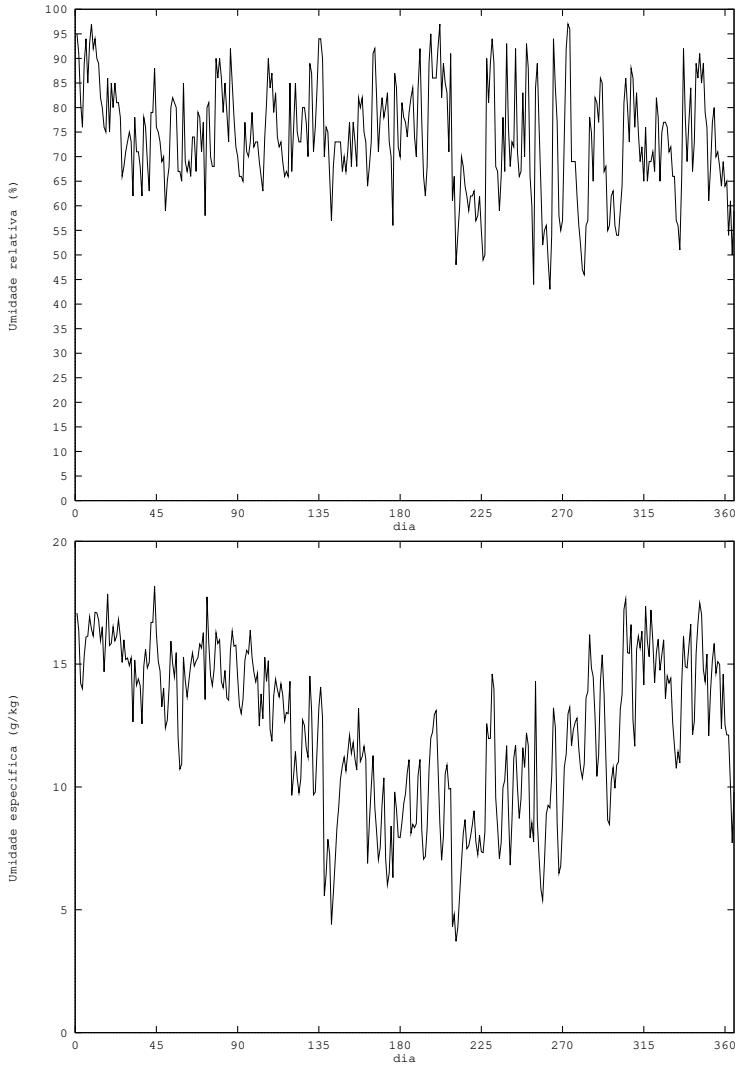


Figura 3.4: Umidade relativa, e umidade específica em Cambará (02350017), PR.

A umidade relativa não permite avaliar o conteúdo absoluto de umidade da atmosfera; ela serve mais como um indicador da sensação que temos da umidade do ar. Veja o exemplo da umidade relativa e da umidade específica em Cambará (PR) durante 1990, mostrados na Figura 3.4. A umidade relativa média diária praticamente não revela nenhuma sazonalidade, que no entanto fica clara no caso da umidade específica.

3.9 O movimento da Terra no espaço

A Terra gira em torno do Sol em uma trajetória aproximadamente elíptica. O plano da trajectória é chamado o plano da eclíptica. Na figura 3.5, a distância OAr_0 é o semi-eixo maior do elipse. Ela é uma unidade de comprimento em astronomia: a Unidade Astronômica (AU).

Os pontos A, B, C, D, A', B', C' e D' são pontos notáveis do movimento anual do planeta Terra em torno do Sol. A marca o periélio, o ponto onde o planeta está mais próximo do Sol. De maneira similar, C marca o afélio, o ponto onde o planeta está mais distante do Sol. As datas para esses pontos

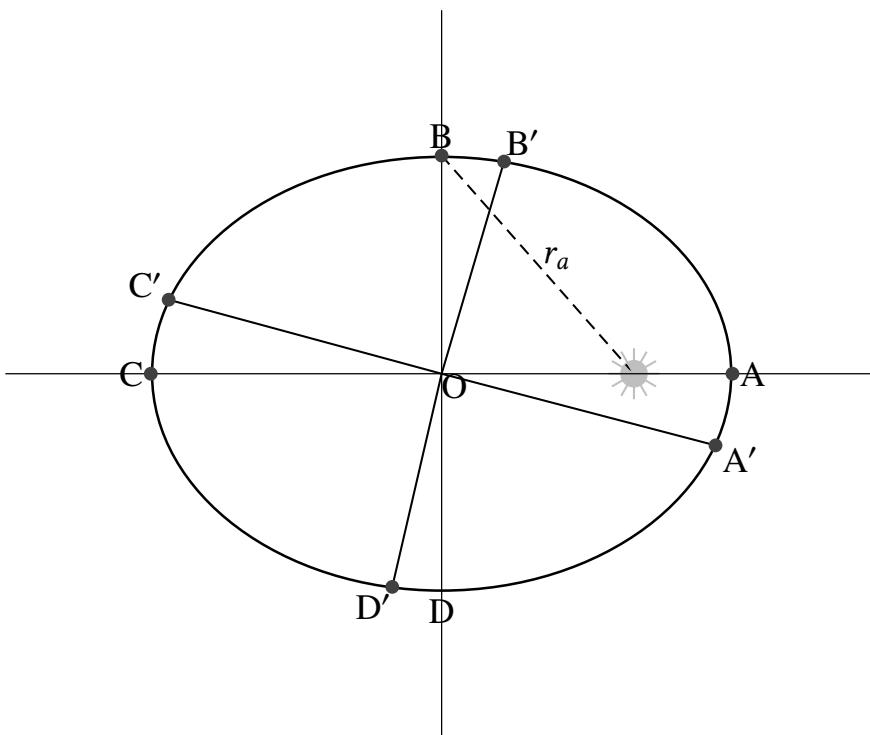


Figura 3.5: A trajetória da Terra em torno do Sol.

variam ligeiramente de ano para ano. A Tabela 3.2, válida para 2020; foi obtida de [United States Naval Observatory \(2019\)](#).

O material descrito aqui foi obtido a partir de várias fontes. Talvez a fonte mais importante seja [van Flandern e Pulkkinen \(1979\)](#) e um guia muito detalhado para o cálculo da declinação do Sol e da distância Sol-Terra pode ser encontrado em [Schlyter \(2019\)](#)

Na figura 3.5, o semi-eixo maior da elipse é r_a , e o semi-eixo menor é r_b . A distância entre o Sol e a Terra em qualquer ponto na trajetória é r . O valor de r_a é definido em astronomia como a *Unidade Astronômica*, UA. A *declinação* do Sol em relação à Terra é o ângulo δ entre o plano do equador

Tabela 3.2: Dias notáveis da órbita da Terra para 2020.

Ponto	data/hora (UTC)	Nome
A	Janeiro 5, 2020, 07:48	Periélio
B	Abril 5, 2020, 19:48	$r/r_a = 1$
C	Julho 4, 2020, 11:35	Afélio
D	Outubro 5, 2020, 19:48	$r/r_a = 1$
A'	Dezembro 21, 2020, 10:02	Solstício de Inverno
B'	Março 20, 2020, 03:50	Equinócio de Primavera
C'	Junho 20, 2020, 21:44	Solstício de Verão
D'	Setembro 22, 2020	Equinócio de Outono

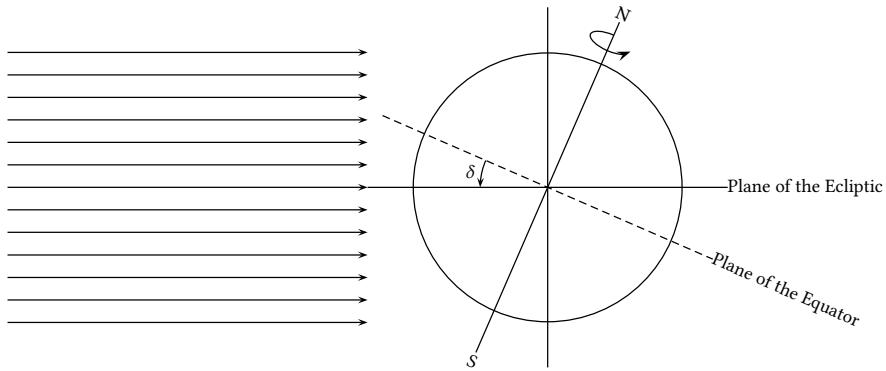


Figura 3.6: The position of the planet Earth with respect to the incidence of the Sun’s rays around the Northern Hemisphere Winter Solstice.

e do plano da Eclíptica, medido perpendicularmente a este último.

A principal causa para a mudança das estações não é a variação da distância Sol-Terra r , mas a inclinação do eixo de rotação do planeta em relação ao plano da eclíptica, e a consequente mudança na declinação do Sol.

Por exemplo, figura 3.6 mostra a situação do planeta no que diz respeito à incidência de raios solares na época do Solstício de inverno (no hemisfério norte). Neste ponto da trajetória do planeta, a maior parte da incidência de raios solares é sobre o Hemisfério Sul, onde é início de Verão. A situação oposta acontecerá no solstício de verão (do hemisfério norte).

A situação ao longo do ano é mostrada na Figura 3.7. Note que a figura não está desenhada com precisão; no entanto ela mostra os elementos essenciais em termos de como a incidência dos raios de sol muda ao longo do ano. Os 4 pontos em destaque são os solstícios e os equinócios. Durante os solstícios, os raios do sol têm incidência máxima em um dos hemisférios, e isso determina a início do verão e do inverno. Por outro lado, nos equinócios, os raios solares incidem perpendicularmente ao equador (daí seus nomes).

Fórmulas de precisão relativamente baixa para os valores de δ e r/r_a em determinada data são dadas por [van Flandern e Pulkkinen \(1979\)](#). Essas fórmulas estão convertidos em uma função em Python (ddse) na listagem 3.5.

Listing 3.5: sunearth.py – Calculation of distance and declination of Sun as a function of date.

```

1 from math import pi, modf, sin, cos, asin, sqrt, atan2
2 TwoPi = 2*pi
3 # -----
4 # ddse
5 #
6 # version: 2019-05-04T13:46:15
7 #
8 # -----
9 def ddse(yea,mon,day):
10   '''
```

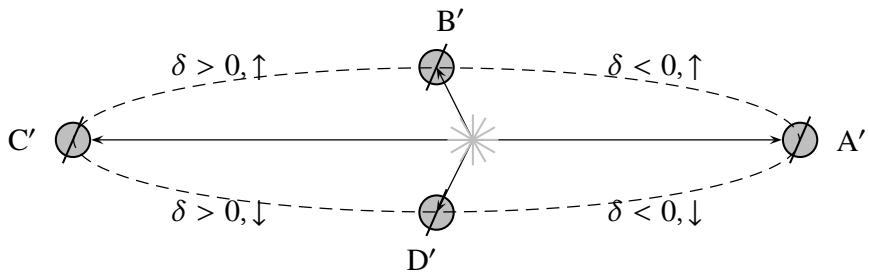


Figura 3.7: The incidence of the rays of the Sun on the Earth around the year. The sign of the Sun's declination δ is indicated between the points A', B', C' and D', as well as the sign of its rate of change, indicated as positive (\uparrow) or negative (\downarrow).

```

11     ddse: declination and distance sun-earth a funcion of
12     (year, month, day)
13
14     based on
15
16     Van Flandern, T. C. and Pulkkinen, K. F. (1979) "Low Precision
17     Formulae for Planetary Positions" - The Astronomical Journal
18     Supplement Series, 41,391:411.
19     ''
20 # -----
21     assert(isinstance(yea,int))
22     assert(isinstance(mon,int))
23     assert(isinstance(day,int))
24 # -----
25 # At GMT noon: this is done with purely integer arithmetic
26 #
27     JD = 367 * yea - ( 7 * (yea + (mon + 9) // 12 ) // 4 ) \
28         + ( 275 * mon // 9 + day ) + 1721014
29     # JD = + 367 * yea \
30     #     - 7*(yea + (mon + 9)//12)/4 \
31     #     - 3*((yea + (mon - 9)//7)//100 + 1)//4 \
32     #     + 275*mon//9 + day + 1721029
33 #
34 # Obtains tee,
35 # TT == thousands of Julian years from 2000
36 # TC == hundreds of Julian years from 1900
37 #
38     tee = float(JD - 2451545.0 + 0.5) ;
39 #     TT = tee/365250.0
40     TC = tee/36525.0 + 1.0 ;
41 #     TC = 10.0*TM + 1.0
42 #
43 # other variables
44 #
45     LS = 0.779072 + 0.00273790931 * tee # mean longitude, Sun
46     GS = 0.993126 + 0.00273777850 * tee # mean anomaly, Sun
47     G5 = 0.056531 + 0.00023080893 * tee # mean anomaly, Jupiter
48     OM = 0.347343 - 0.00014709391 * tee # longitude of lunar ascending node
49 #
50 # the eccentricity of the Earth comes from a different source:
51 # http://www.jgiesen.de/kepler/eccentricity.html
52 #
53 # ec = +0.0167086342 - 0.0004203654*TT - 0.0000126734*TT**2 \
54 #     +0.0000001444*TT**3 - 0.0000000002*TT**4 + 0.0000000003*TT**5
55 #
56 # extracts fractional part
57 #
58     (LS,ipart) = modf(LS)
59     (GS,ipart) = modf(GS)

```

```

60     (G5,ipart) = modf(G5)
61     (OM,ipart) = modf(OM)
62 # -----
63 # converts to radians
64 #
65     LS = LS * TwoPi
66     GS = GS * TwoPi
67     G5 = G5 * TwoPi
68     OM = OM * TwoPi
69 #
70 # obtains VS
71 #
72     VS = + 0.39785 * sin( LS ) \
73         - 0.01000 * sin( LS - GS ) \
74         + 0.00333 * sin( LS + GS ) \
75         - 0.00021 * TC * sin( LS ) \
76         + 0.00004 * sin( LS + 2.0 * GS ) \
77         - 0.00004 * cos( LS ) \
78         - 0.00004 * sin( OM - LS ) \
79         + 0.00003 * TC * sin( LS - GS )
80 #
81 # obtains US
82 #
83     US = + 1.0 \
84         - 0.03349 * cos( GS ) \
85         - 0.00014 * cos( 2.0 * GS ) \
86         + 0.00008 * TC * cos( GS ) \
87         - 0.00003 * sin( GS - G5 )
88 #
89 # Sun's declination
90 #
91     delta = asin( VS / sqrt(US) ) ;
92 #
93 # distance Sun-Earth in the form (r/a) where a is the length
94 # of the largest semi-axis of the Earth's orbit, i.e.: the equivalent
95 # to one astronomical unit, and r is the Sun-Earth distance
96 #
97     rr = 1.00021 * sqrt( US )
98     return (delta,rr)
99
100 #
101 # sunman
102 #
103 # version of 2019-04-23T09:58:05
104 #
105 def sunman(yea,mon,day,sec=0.0):
106     '''
107     sunman: only the sun mean anomaly a funcion of (year, month,day)
108
109     based on
110
111     Van Flandern, T. C. and Pulkkinen, K. F. (1979) "Low Precision
112     Formulae for Planetary Positions" - The Astronomical Journal
113     Supplement Series, 41,391:411.
114     '''
115 #
116     assert(isinstance(yea,int))
117     assert(isinstance(mon,int))
118     assert(isinstance(day,int))
119 #
120 # At GMT noon: this is done with purely integer arithmetic
121 #
122     JD = + 367 * yea \
123         - 7*(yea + (mon + 9)/12)/4 \
124         - 3*((yea + (mon - 9)/7)/100 + 1)/4 \
125         + 275*mon/9 + day + 1721029
126 #
127 # trying to get more accuracy by calculating seconds
128 #
129     JD = float(JD + sec/86400.0)
130 #
131 # Obtains tee,
132 #

```

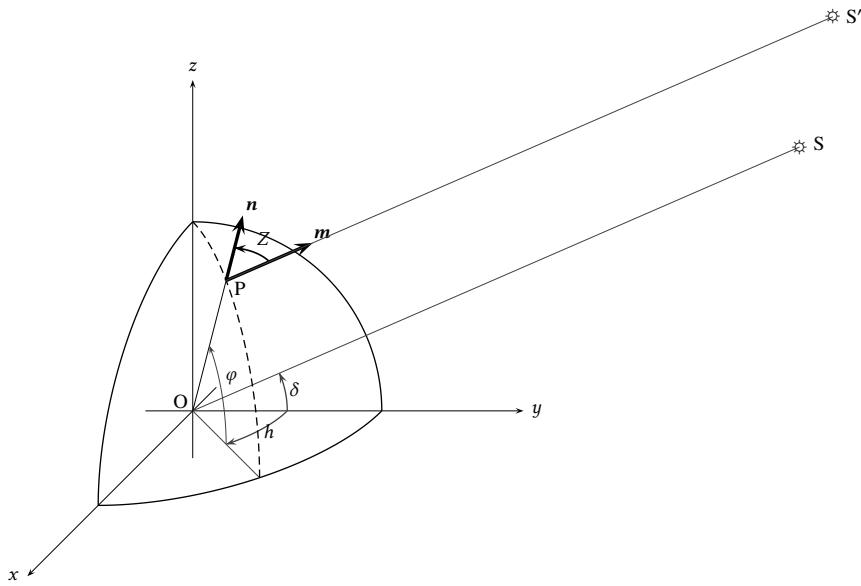


Figura 3.8: The declination of the Sun.

```

133     tee = float(JD - 2451545.0) ;
134 # -----
135 # other variables
136 #
137     GS = 0.993126 + 0.00273777850 * tee # mean anomaly, Sun
138     (GS,ipart) = modf(GS)
139 #
140 # converts to radians
141 #
142     GS = GS * TwoPi
143     return(GS)

```

3.10 The declination of the Sun seen from the Earth

Figure 3.8 shows the incidence of the Sun's rays seen from the Earth. The plane of the Equator is Oxy , and Oyz is perpendicular to the plane of the Ecliptic, which is not shown, but contains the line OS connecting the center of the Earth to the center of the Sun: the Sun's declination δ is the angle between the planes of the Ecliptic and the Equator, and is indicated in the figure. Because the Sun is very far away, all rays can be assumed to be parallel. At point P on the surface of the Earth, a ray comes along PS' , and the Sun is effectively seen as in position S' . The position of P is given by the *hour angle* h , which is the angular distance to the solar noon, and the latitude φ .

The vertical through P is given by the unit vector \mathbf{n} , and the direction towards the Sun at P is given by the unit vector \mathbf{m} . By definition, the Zenith angle Z is the angle between \mathbf{m} and \mathbf{n} . From figure 3.8, one obtains

$$\mathbf{m} = (0, \cos \delta, \sin \delta), \quad (3.8)$$

$$\mathbf{n} = (\cos \varphi \sin h, \cos \varphi \cos h, \sin \varphi), \quad (3.9)$$

whence

$$\mathbf{m} \cdot \mathbf{n} = \cos Z = \cos \delta \cos \varphi \cos h + \sin \delta \sin \varphi. \quad (3.10)$$

Several useful relationships can be derived with the help of (3.10):

- a) The angle H covered between sunrise, when $\mathbf{n} \parallel Oxz$ and $\cos Z = 0$, and the solar noon is given by

$$0 = \cos \delta \cos \varphi \cos H + \sin \delta \sin \varphi \Rightarrow \cos H = -\tan \varphi \tan \delta. \quad (3.11)$$

From (3.11) one obtains the length of daylight in hours, N :

$$\frac{H}{\pi/2} = \frac{N}{12} \Rightarrow N = \frac{24H}{\pi}. \quad (3.12)$$

- b) The latitude φ_p of the polar night is the point where $H = 0$:

$$\tan \varphi_p = -\cot \delta \Rightarrow \varphi_p = \frac{\pi}{2} - \delta. \quad (3.13)$$

- c) At the poles,

$$\cos Z = \sin \delta \Rightarrow \frac{\pi}{2} - Z = \delta,$$

so that the Sun's elevation is practically constant during the day.

- d) At solar noon,

$$\begin{aligned} \cos h &= 1, \\ \cos Z &= \cos \delta \cos \varphi + \sin \delta \sin \varphi \\ &= \cos(\varphi - \delta) \Rightarrow \\ Z &= \varphi - \delta. \end{aligned} \quad (3.14)$$

3.11 Radiaton

The flux of energy per unit area associated with different wavelengths is called *irradiance*, and given in units of W m^{-2} in the SI. The wavelength of the radiation depends on the temperature of the emitting body; at temperature T , a black body emits a spectrum of radiation whose peak is given by Wien's law,

$$\lambda_m = \frac{\alpha}{T}, \quad (3.15)$$

where $\alpha = 2897.0 \mu\text{m K}$ ([Fleagle e Businger, 1980](#), p. 217).

Solar radiation, emitted by the Sun at a temperature close to 6 000 K, covers a range of wavelengths $\lambda \sim 0.3\text{--}3 \mu\text{m}$, and reaches the top of the atmosphere of the Earth. The *solar constant* $R_{s0} \approx 1354 \text{ W m}^{-2}$ is the irradiance in the direction of the Sun's rays at a distance of 1 AU = r_a of the Sun. The irradiance on a direction perpendicular to the top of the

Atmosphere at a given day and latitude is the *extra-atmospheric solar irradiance*, and is given by

$$R_{sea} = R_{s0} \left(\frac{r_a}{r} \right)^2 \cos Z. \quad (3.16)$$

The mean value of R_{sea} over 24 hours is a useful quantity, that can later be used to estimate the solar irradiance reaching the surface of the Earth.

$$\begin{aligned} R_{sea}(t) &= R_{s0} \left(\frac{r_a}{r} \right)^2 [\sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos h(t)]; \\ \langle R_{sea} \rangle &= \frac{1}{D} \int_0^T R_{sea}(t) dt, \end{aligned} \quad (3.17)$$

where $D = 86400$ s is the duration of the day, and T is the duration of sunlight, with time t measured from sunrise to sunset. But

$$D = \frac{2\pi}{\omega}, \quad (3.18)$$

$$\omega dt = dh, \quad (3.19)$$

where ω is the angular velocity of Earth, whence

$$\begin{aligned} \langle R_{sea} \rangle &= \int_{-H}^{+H} \frac{\omega}{2\pi} R_{s0} \left(\frac{r_a}{r} \right)^2 [\sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos h(t)] \frac{dh}{\omega} \\ &= \left(\frac{r_a}{r} \right)^2 \frac{R_{s0}}{\pi} [H \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \sin H]. \end{aligned} \quad (3.20)$$

The solar or *short wave* irradiance R_s reaching the surface of the Earth is most of the time less than R_{sea} . Ideally, it should be measured directly with *piranometers*, but historically it has been estimated by measurements of *bright sunshine duration* n (usually in hours), through Prescott's equation ([Brutsaert, 1982](#)):

$$\langle R_s \rangle = \langle R_{sea} \rangle \left[a + b \frac{n}{N} \right], \quad (3.21)$$

with $a \sim 0.25$ and $b \sim 0.50$. Note that Prescott's equation is not able to predict values of R_s at a timescale of ~ 1 h, only at the 24-hour mean, because the duration of bright sunshine is an integrated measurement.

Besides solar radiation, the surface of the Earth also receives radiation emitted by the atmosphere, over wavelengths $\lambda \sim 3\text{--}100 \mu\text{m}$, due to the fact that the emitting sources are at temperatures of the order of 300 K. This *longwave* or *atmospheric* irradiance reaching the surface is R_a . Finally, the surface itself re-emits radiation back to the atmosphere; this is the emitted irradiance R_e .

The ratio of the reflected to the incoming solar irradiance is the *albedo* α of the surface; and the ratio of the absorbed to the incoming atmospheric irradiance is the *absorptivity/emissivity* ϵ of the surface. The *net* irradiance is the total energy flux per unit area absorbed by the surface:

$$R_n = R_s(1 - \alpha) + \epsilon R_a - R_e. \quad (3.22)$$

3.12 Atmospheric radiation

The estimation of incoming atmospheric (longwave) irradiance is a complicated business. It is usually split into two parts: the estimation of clear-sky atmospheric irradiance, R_{ac} , and the estimation of the increase due to the presence of clouds. Clear-sky atmospheric irradiance is usually obtained from equations with the form

$$R_{ac} = \epsilon_{ac}\sigma T_a^4. \quad (3.23)$$

(3.23) is obviously inspired by Stefan-Boltzmann's law for a gray body. It appears to have had a strictly empirical origin in the work of [Brunt \(1932\)](#), in the form

$$\epsilon_{ac} = 0.52 + 0.0065\sqrt{e_a} \quad (3.24)$$

(in SI units), but can be obtained from equations for radiative transfer in the atmosphere under certain simplifying assumptions. Perhaps the clearest, and one of the simplest, ways to derive it can be found in [Brutsaert \(1975\)](#). In principle, the longwave radiation reaching the surface can be found by integrating Schwarzschild's equation

$$dI_\lambda = -k_\lambda(I_\lambda - B_\lambda(T)), \quad (3.25)$$

but an alternative that yields a faster analytical result is

$$R_{ac} = \int_0^\infty \sigma T^4 \frac{d\epsilon_f}{du} du. \quad (3.26)$$

Consider now an exponential distribution for the temperature in the atmosphere,

$$T(z) = T_0 \exp\left(-\frac{\gamma z}{T_0}\right) \quad (3.27)$$

with $\gamma = 6.5 \text{ K km}^{-1}$ and $T_0 = 288.15 \text{ K}$. To a first approximation,

$$\frac{dT}{dz} = -\gamma, \quad (3.28)$$

so that

$$p = \rho R_d T, \quad (3.29)$$

$$dp = -\rho g dz, \quad (3.30)$$

$$\frac{dp}{p} = \frac{g}{R_d T} dz = \frac{g}{\gamma R_d} \frac{dT}{T}, \quad (3.31)$$

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{g}{\gamma R_d}}. \quad (3.32)$$

For water vapor,

$$\begin{aligned} e_0 &= \rho_{v0} R_v T, \\ \rho_{v0} &= \frac{e_0}{R_v T_0}, \\ \rho_v(z) &= \rho_{v0} \exp(-k_w z), \end{aligned} \quad (3.33)$$

with $k_w = 4.4 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$. In Brutsaert (1975), the effective emissivity ϵ_f is written as a function of optical path

$$u = \int_0^z \rho_v(\zeta) \left(\frac{p}{p_0} \right)^{1/2} d\zeta \quad (3.34)$$

as

$$\epsilon_f = A a^m, \quad (3.35)$$

with $A = 0.75$, $m = 1/7$ and

$$a = \frac{u}{\rho_w} \quad (3.36)$$

in cm of equivalent water (with $\rho_w = 1 \text{ g cm}^{-3}$). It seems preferable, however, to use a version in which dimensionless factors appear more clearly. Therefore, let us put

$$\epsilon_f = \left(\frac{u}{u_0} \right)^m. \quad (3.37)$$

Then, equating (3.37) to (3.35) with (3.36),

$$u_0 = (0.75)^{-1/7} = 7.491541 \text{ g cm}^{-2} = 74.91541 \text{ kg m}^{-2}. \quad (3.38)$$

Differentiating (3.37),

$$\frac{d\epsilon_f}{du} = \frac{m}{u_0} \left(\frac{u}{u_0} \right)^{m-1}. \quad (3.39)$$

With (3.39) and (3.26)–(3.27):

$$\begin{aligned} R_{ac} &= \int_{u=0}^{\infty} \sigma \left(T_0 e^{-\gamma z/T_0} \right)^4 \frac{m}{u_0} \left(\frac{u}{u_0} \right)^{m-1} du \\ &= \int_{z=0}^{\infty} \sigma T_0^4 e^{-4\gamma z/T_0} \frac{m}{u_0} \left(\frac{1}{u_0} \int_{\zeta=0}^z \rho_{v0} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{1/2} d\zeta \right)^{m-1} \rho_v \left(\frac{p}{p_0} \right)^{1/2} dz. \end{aligned} \quad (3.40)$$

Now, with (3.27), (3.32) and (3.33):

$$\begin{aligned} R_{ac} &= \int_{z=0}^{\infty} \sigma T_0^4 e^{-4\gamma z/T_0} \frac{m}{u_0} \left(\frac{1}{u_0} \int_{\zeta=0}^z \rho_{v0} e^{-k_w \zeta} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{g/(2R_d)} d\zeta \right)^{m-1} \rho_{v0} e^{-k_w z} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{g/(2R_d)} dz \\ &= \int_{z=0}^{\infty} \sigma T_0^4 e^{-4\gamma z/T_0} \frac{m}{u_0} \left(\frac{1}{u_0} \int_{\zeta=0}^z \rho_{v0} e^{-\left(k_w + \frac{g}{2R_d T_0}\right)\zeta} d\zeta \right)^{m-1} \rho_{v0} e^{-\left(k_w + \frac{g}{2R_d T_0}\right)z} dz \\ &= m \left(\frac{\rho_{v0}}{u_0} \right)^m \sigma T_0^4 \int_{z=0}^{\infty} e^{-\left(\frac{4\gamma}{T_0} + k_w + \frac{g}{2R_d T_0}\right)z} \left(\int_{\zeta=0}^z e^{-\left(k_w + \frac{g}{2R_d T_0}\right)\zeta} d\zeta \right)^{m-1} dz. \end{aligned} \quad (3.41)$$

In order to simplify notation a little bit, let

$$k_1 = \frac{4\gamma}{T_0} + k_w, \quad (3.42)$$

$$k_2 = k_w + \frac{g}{2R_d T_0}; \quad (3.43)$$

then,

$$\begin{aligned} R_{ac} &= m \left(\frac{\rho v_0}{u_0} \right)^m \sigma T_0^4 \int_{z=0}^{\infty} e^{-k_1 z} \left(\int_{\zeta=0}^z e^{-k_2 \zeta} d\zeta \right)^{m-1} dz \\ &= m \left(\frac{\rho v_0}{u_0 k_2} \right)^m \sigma T_0^4 \int_{z=0}^{\infty} e^{-k_1 z} \left(1 - e^{-k_2 z} \right)^{m-1} k_2 dz. \end{aligned} \quad (3.44)$$

Now introduce the change of variables

$$t = e^{-k_2 z}, \quad (3.45)$$

$$dt = -k_2 e^{-k_2 z} dz, \quad (3.46)$$

to obtain

$$\begin{aligned} R_{ac} &= m \left(\frac{\rho v_0}{u_0 k_2} \right)^m \sigma T_0^4 \int_{z=\infty}^0 \left(e^{-k_2 z} \right)^{\frac{k_1}{k_2}-1} \left(1 - e^{-k_2 z} \right)^{m-1} k_2 \left(-e^{-k_2 z} \right) dz \\ &= m \left(\frac{\rho v_0}{u_0 k_2} \right)^m \sigma T_0^4 \int_{t=0}^1 t^{\frac{k_1}{k_2}-1} (1-t)^{m-1} dt \end{aligned} \quad (3.47)$$

$$= \underbrace{\left[m \left(\frac{e_0}{u_0 k_2 R_v T_0} \right)^m B \left(\frac{k_1}{k_2}, m \right) \right]}_{\epsilon_{ac}} \sigma T_0^4. \quad (3.48)$$

In SI units, Brutsaert's equation is

$$\epsilon_{ac} = 0.64 \left(\frac{e_a}{T_a} \right)^{1/7}. \quad (3.49)$$

3.13 Cloudiness effect on atmospheric irradiance

Atmospheric irradiance increases in the presence of clouds. A way to account for that is to write

$$R_a = \phi R_{ac}, \quad (3.50)$$

where ϕ is some function of the cloud cover. Bolz's equation, in terms of cloudiness, is

$$\phi = 1 + 0.22c^2 \quad (3.51)$$

where c is cloud cover, between 0 and 1, as reported in manually operated weather stations in *oktas*, or eights of sky clovered by clouds [Wikipedia \(2019\)](#). If c is not available, a surrogate is

$$c = 1 - n/N, \quad (3.52)$$

where n and N have been defined above. Again, (3.52) can only be used with (3.51) to derive daily averages of R_a .

More recent equations have been developed to estimate ϕ , and are shown in table 3.3, obtained from [Duarte et al. \(2006\)](#)

Tabela 3.3: Cloudy-sky parameterisations

Parameterization	Experimental site
Jacobs (1978):	Baffin Island (Canada)
$R_a = (1 + 0.26c)R_{ac}$	

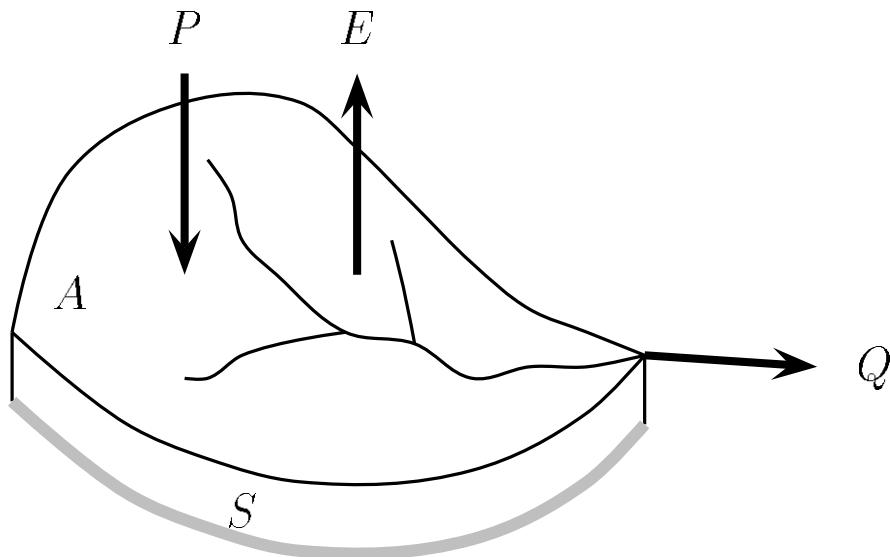


Figura 3.9: O balanço de massa hidrológico

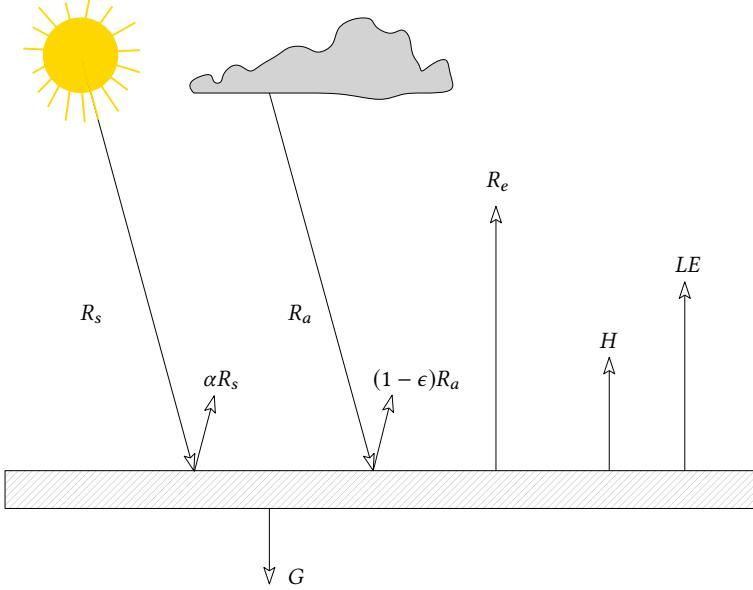
3.13.1 Balanços de massa e energia

Considere um volume de controle dentro do qual a massa de água armazenada é S (Figura 3.9). Se Q_e é a vazão líquida efluente, P é a precipitação e E a evaporação/evapotranspiração através da superfície superior de área horizontal A ,

$$\frac{dS}{dt} = (P - E) - Q. \quad (3.53)$$

O balanço de massa é rotineiramente aplicado, embora não sem alguns problemas, em lisímetros e tanques evaporimétricos. Ele também é utilizado em agrometeorologia para determinar a necessidade de irrigação dos solos a partir de estimativas da evapotranspiração, e é a base para estimativas climatológicas de longo curso da evapotranspiração de bacias hidrográficas (chegando à escala continental) a partir de registros de precipitação e vazão. De fato, integrando-se (3.53) ao longo de um tempo suficientemente longo, o termo de armazenamento torna-se desprezível, e é possível explicitar E em função de P e Q .

A Figura a seguir mostra (de novo) esquematicamente o balanço de energia na superfície da terra.



Os fluxos radiativos incluem a radiação solar incidente (R_s) e refletida (αR_s) em comprimentos de onda curtos, radiação atmosférica incidente (R_a) e refletida ($(1 - \epsilon)R_a$), em comprimentos de onda longos, e a radiação emitida pela superfície (R_e), em comprimentos de onda longos. A compreensão do balanço de energia é fundamental para entender evaporação e evapotranspiração, pois uma parcela considerável da energia disponível na superfície transforma-se em calor latente de evaporação: associado ao fluxo de massa E ($\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) existe um fluxo de calor latente LE (W m^{-2}) via calor latente de evaporação da água, $L \approx 2,464 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$.

Na seqüência, nós definimos todos os termos e equações necessários para cálculos envolvendo o balanço de energia. O albedo da superfície é definido por

$$\alpha = \frac{R_s \uparrow}{R_s \downarrow}; \quad (3.54)$$

a absoratividade da superfície é definida por

$$\epsilon = \frac{R_a \downarrow - R_a \uparrow}{R_a \downarrow}; \quad (3.55)$$

finalmente, a emissividade da superfície é definida por

$$\epsilon = \frac{R_e}{\sigma T_0^4}, \quad (3.56)$$

onde o denominador de (11) é a radiação teórica de corpo negro à temperatura T_0 da superfície, expressa em Kelvin (K). Note que o mesmo símbolo (ϵ) foi usado para definir a absoratividade e a emissividade em (3.55) e (3.56), uma vez que admite-se que elas são numericamente iguais. De (3.54), (3.55) e (3.56) segue-se que a radiação líquida disponível na superfície é

$$R_{l0} = R_s \downarrow - R_s \uparrow + R_a \downarrow - R_a \uparrow - R_e \uparrow = R_s(1 - \alpha) + \epsilon R_a - \epsilon \sigma T_0^4. \quad (3.57)$$

Idealmente, a radiação líquida deve ser medida diretamente. Quando isto não for possível, é preciso medir ou estimar cada um dos termos

do lado direito de (3.57), exceto a constante de Stefan-Boltzmann, $\sigma = 5.67051 \times 10^{-8} \text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$ (Cohen e Taylor, 1996). A Tabela 3.4 dá alguns valores típicos de albedo e emissividade para diversos tipos de superfície, encontrados na literatura (Brutsaert, 1982; Garratt, 1994; Oke, 1987; Stull, 1988). Restam $R_s \downarrow$, $R_a \downarrow$, $R_e \uparrow$. Para calcular a radiação solar e a atmosférica incidentes, 2 parâmetros astronômicos adicionais são necessários: a declinação do sol δ e distância sol-terra em unidades astronômicas η . Segundo Stull (1995), a declinação do sol é

$$\delta = 0,409 \cos \left(2\pi \frac{d - d_r}{d_a} \right) \quad (3.58)$$

onde $d_a = 365$ ou 366 é o número de dias do ano, $d_r = 173$ ou 174 é o dia corrido do ano correspondente a 22 junho (solstício de inverno) e d é o dia corrido do ano entre 1 e 365 ou 366 dependendo de o ano ser ou não bissexto. Todos os ângulos estão em radianos. A distância sol-terra em unidades astronômicas é

$$\eta = \frac{1 - e^2}{1 + e \cos \left(2\pi \frac{d - d_p}{d_a} \right)} \quad (3.59)$$

onde $e = 0,0167$ é a excentricidade da órbita terrestre, e $d_p = 3$ é o dia corrido do ano correspondente ao perihélio.

Com δ e η , e com a latitude ϕ do local, calcule o ângulo horário (Dias, 1986, p. 70),

$$h = \arccos(-\operatorname{tg} \phi \operatorname{tg} \delta), \quad (3.60)$$

a duração do dia em horas

$$N = \frac{24h}{\pi} \quad (3.61)$$

e a radiação solar extra-atmosférica média diária

$$R_{sea} = \frac{R_{s0}}{\pi \eta^2} [h \operatorname{sen} \phi \operatorname{sen} \delta + \cos \phi \cos \delta \operatorname{sen} h], \quad (3.62)$$

onde $R_{s0} = 1354 \text{W m}^{-2}$ é a constante solar. A radiação solar incidente pode ser estimada com a equação de Prescott (Brutsaert, 1982)

$$R_s = R_{sea}(a + b \frac{n}{N}), \quad (3.63)$$

onde n é o número de horas de brilho intenso do sol medido num heliógrafo ao longo do dia, e as constantes a , b dependem do local, época do ano e estado da atmosfera, embora seja muito comum adotar um único par de valores para todo o ano. Com o advento de estações meteorológicas automáticas, o uso de heliógrafos, que são instrumentos operados manualmente, tende a ser descontinuado, sendo substituído por medições diretas de $R_s \downarrow$ com piranômetros. Neste caso, a equação (18) pode ser uma forma útil de obter valores aproximados de n/N a partir dos dados medidos de radiação solar. n/N também é útil para estimar o aumento da radiação atmosférica incidente devido à presença de nuvens. A tabela 3.5

Tabela 3.4: Propriedades radiativas de diversas superfícies Fonte: Brutsaert (1982), Garratt (1994), Oke (1987) e Stull (1995)

Superfície	Tipo	Albedo	Emissividade
1. Solos	Escuro e saturado	0,05 – 0,15	0,98
	Areia, saturado	0,15 – 0,25	0,98
	Argila, saturado	0,15 – 0,20	0,97
	Areia, seco	0,20 – 0,40	0,95
	Argila, seco	0,20 – 0,35	0,95
	Deserto	0,20 – 0,45	0,84 – 0,91
2. Vegetação			
2.1 Florestas	Tropicais	0,07 – 0,15	0,97 – 0,99
	Coníferas	0,10 – 0,19	0,97 – 0,99
	Decíduas, caducas	0,14 – 0,20	0,96 – 0,98
	Cobertas de neve	0,20 – 0,30	0,97 – 0,99
2.2 Agricultura	Pomares	0,15 – 0,20	0,96 – 0,97
	Soja, batata, alfafa...	0,15 – 0,25	0,97 – 0,98
2.3 Rasteira	Tundras, gramíneas	0,18 – 0,25	0,90
2.4 Cerrado	Campinas, padrarias	0,20 – 0,30	0,90 – 0,95
2.5 Grama e capim	Alto e médio	0,15 – 0,30	0,90 – 0,95
	Baixo	0,15 – 0,25	0,90 – 0,95
3. Oceano e lagos	Pequeno ângulo zenital	0,03 – 0,10	0,92 – 0,97
	Grande ângulo zenital	0,10 – 1,00	0,92 – 0,97
4. Neve	Recente	0,65 – 0,95	0,95
	Velha	0,45 – 0,65	0,90
5. Gelo	Calotas polares	0,30 – 0,45	0,92 – 0,97
	Geleiras	0,20 – 0,40	0,96
6. Construções	Área urbana	0,15	0,85 – 0,95
	Asfalto	0,05 – 0,15	0,95
	Concreto	0,15 – 0,37	0,71 – 0,90

Tabela 3.5: Valores dos parâmetros a , b da equação de Prescott para várias localidades do Brasil.

Fontes: Vianello e Alves (1991), Tubelis e Nascimento (1984), Laperuta *et al.*(1997), Silva *et al.*(1997), Reis (1996).

Localidade	Lat.	Long.	a	b
Bagé RS	31° 20' S	54° 06' O	0,250	0,380
Botucatu SP	22° 52' S	48° 26' O	0,244	0,471
Brasília DF	15° 47' S	47° 56' O	0,279	0,459
Campinas SP	22° 53' S	47° 04' O	0,230	0,560
Cananéia SP	25° 00' S	47° 55' O	0,214	0,852
Caxias do Sul RS	29° 11' S	51° 12' O	0,250	0,530
Encruzilhada do Sul RS	30° 31' S	52° 30' O	0,230	0,540
Estado de São Paulo			0,240	0,580
Estado do Rio Grande do Sul			0,230	0,460
Fortaleza CE	03° 43' S	38° 32' O	0,270	0,360
Irecê BA	11° 19' S	41° 52' O	0,330	0,330
João Pessoa PB	07° 07' S	34° 52' O	0,280	0,360
Mococa SP	21° 28' S	47° 00' O	0,400	0,410
Monte Alegre do Sul SP	22° 40' S	46° 40' O	0,190	0,610
Paulo Afonso BA	09° 21' S	38° 15' O	0,310	0,330
Passo Fundo RS	28° 15' S	52° 24' O	0,180	0,400
Pelotas RS	31° 45' S	52° 19' O	0,350	0,460
Petrolina PE	09° 23' S	40° 29' O	0,330	0,410
Pindamonhangaba SP	22° 53' S	45° 27' O	0,280	0,560
Piracicaba SP	22° 42' S	47° 38' O	0,180	0,620
Presidente Prudente SP	22° 07' S	51° 22' O	0,190	0,390
Propriá SE	10° 12' S	36° 52' O	0,320	0,370
Rio Grande RS	32° 31' S	52° 05' O	0,160	0,690
Salvador BA	12° 58' S	38° 31' O	0,290	0,390
São Luiz MA	02° 32' S	44° 18' O	0,260	0,330
São Luiz Gonzaga RS	28° 24' S	54° 57' O	0,300	0,290
Serra Azul MG	19° 58' S	44° 21' O	0,234	0,377
Teresina PI	05° 05' S	42° 48' O	0,310	0,370
Viçosa MG	20° 45' S	42° 53' O	0,230	0,376

mostra alguns valores anuais de a , b que têm sido utilizados em diversos estudos no Brasil.

A radiação atmosférica incidente pode ser calculada combinando-se as equações de Brutsaert (1975) e Bolz, conforme utilizadas por Dias (1986) e Reis (1996):

$$R_a \downarrow = \left[1 + 0,22 \left(1 - \frac{n}{N} \right)^2 \right] \left[0,64 \left(\frac{e_a}{T_a} \right)^{1/7} \sigma T_a^4 \right]. \quad (3.64)$$

Agora, o balanço de energia na superfície é dado por

$$R_{l0} = H + LE + G + D; \quad (3.65)$$

(3.65) define os processos fundamentais de troca de energia na superfície. A radiação líquida é repartida entre o fluxo de calor sensível (H) que vai aquecer o ar; o fluxo de calor latente (LE) responsável pela mudança de fase da água líquida em vapor na superfície; o fluxo de calor pelo fundo do volume de controle subsuperficial (G); e o termo D de aquecimento/-resfriamento do volume de controle. Em terra, podemos considerar um volume de controle subsuperficial de espessura infinitesimal, e desprezar D ; em lagos, D representa o aquecimento/resfriamento das águas do lago, e G é o fluxo de calor através do fundo do lago, sendo muitas vezes desprezado. Quando G não é medido em terra, é comum adotar-se as seguintes simplificações (Brutsaert, 1982; Stull, 1995): a nível horário,

$$G \approx 0,3R_{l0}; \quad (3.66)$$

a nível diário ou sobre escalas temporais maiores, G tende a ser uma ou mais ordens de grandeza menor que os demais termos de (3.65), e consequentemente pode ser desprezado (Brutsaert, 1982). Finalmente, para calcular D em lagos, é preciso levar em conta os seguintes fatores (Dias e Reis, 1996):

1. é preciso usar o teorema do transporte de Reynolds para calcular o balanço de entalpia armazenada na água a partir de perfis de temperatura da água sucessivos no tempo;
2. a sua importância é tanto maior quanto mais fundo for o lago — para lagos muito rasos, D pode ser desprezado;
3. a profundidade também afeta o intervalo mínimo de tempo necessário entre medições sucessivas para que a estimativa de D seja acurada.

Para o caso simples em que a advecção de entalpia não é importante, e os níveis do lago no início e no fim de um período Δt entre duas medições sucessivas de perfis de temperatura da água não são muito diferentes, Dias e Reis obtiveram

$$\langle D \rangle \approx \frac{1}{A_s \Delta t} \int_{z_f}^z \rho_w c_w [T(z, t + \Delta t) - T(z, t)] A(z) dz, \quad (3.67)$$

onde $\langle \cdot \rangle$ indica uma média de D sobre Δt , c_w é o calor específico da água ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$), $A(z)$ é a curva cota-área, \underline{z} é o mínimo entre os níveis inicial e final do reservatório, z_f é a cota do fundo e $T(z, t)$, $T(z, t + \Delta t)$ são os perfis de temperatura da água.

A temperatura da superfície T_0 em (3.65) pode ser medida quando a superfície for líquida. Sobre superfícies terrestres, a temperatura da superfície é um parâmetro cuja definição é problemática, já que a “superfície” é formada por folhas, galhos, solo nu, etc., entremeados pelo ar. Algumas alternativas para eliminar a temperatura da superfície das equações são mencionadas na seção 3.15.2. Com os termos de (3.65), duas grandezas adimensionais importantes são a Razão de Bowen

$$Bo = \frac{H}{LE} \quad (3.68)$$

e a Fração evaporativa

$$Fe = \frac{LE}{R_{l0} - G - D}. \quad (3.69)$$

3.14 Repartição de energia e importância da evaporação e evapotranspiração

A razão de Bowen e a fração evaporativa dependem fortemente do tipo de superfície e do estado de umidade do solo. Quando há umidade disponível na superfície, a radiação líquida tende a ser utilizada para evapo(transpi)ração, e LE torna-se bem maior que H . Quando a umidade fica restrita, a proporção de H no balanço de energia aumenta (Brubaker e Entekhabi, 1995, 1996). Desta forma a razão de Bowen é pequena para superfícies líquidas, florestas úmidas, etc., e bem maior para campos ou solo nu com pouca umidade. Um outro aspecto que merece nota é a importância da evaporação/evapotranspiração no ciclo hidrológico como um todo: mais de 50% do que chove sobre os continentes retorna à atmosfera por evapo(transpi)ração (Tabela 3.6). Note também dois outros fatos significativos: a América do Sul é extraordinariamente mais bem provida de chuva do que os outros continentes, o que certamente tem a ver com a Amazônia; e em continentes com vastas áreas de deserto (África e Oceania), a relação E/P tende a ser maior (o que é intuitivo).

A tabela 3.6 deve ser encarada com circunspeção, por se tratar de uma média sobre cada continente. Os valores individuais de E e P podem variar significativamente no espaço, mesmo sobre uma região do tamanho do estado do Paraná. Segundo Dias e Kan (1998), E/P é da ordem de 0,5 na bacia do rio Jangada, tributário do rio Iguaçu, ao Sul do Estado do Paraná, onde a precipitação é bem distribuída ao longo do ano, e a umidade e nebulosidade são altas; na bacia do rio das Cinzas, no norte do estado, $E/P \sim 0,25$ (embora não se possa eliminar totalmente a hipótese de que haja perdas subterrâneas, que distorçam a estimativa de E por balanço hídrico).

Tabela 3.6: Precipitação e evaporação continentais Fonte: [Brutsaert \(1982\)](#)

	Europa	Ásia	África	Am. N.	Am. S.	Oceania
$P(\text{mm})$	734	726	686	670	1648	736
$E(\text{mm})$	415	433	547	383	1065	510
E/P	0.57	0.60	0.80	0.57	0.65	0.69

3.15 Os métodos e modelos clássicos de evaporação e evapotranspiração

3.15.1 Métodos

A primeira tentativa de quantificar a evaporação a partir de superfícies líquidas deve-se a Dalton, no que ficou conhecido como “lei de Dalton”, e é modernamente denominado de equações de transferência de massa e calor:

$$E = f(u)(e_0 - e_a), \quad (3.70)$$

$$H = \gamma L f(u)(T_0 - T_a). \quad (3.71)$$

Em (3.71),

$$\gamma = \frac{c_p p}{0,622 L} \quad (3.72)$$

é denominada “constante psicrométrica” (ao nível do mar, $\gamma = 66,5 \text{ Pa K}^{-1}$); $c_p = 1005$

$\text{mathrm J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ é o calor específico a pressão constante do ar. Note que há duas equações “irmãs”, para o calor sensível e o calor latente. A equação (3.70) está apresentada na forma “clássica” em que ela aparece em hidrologia. Note que, em unidades SI, $[f(u)] = \text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Pa}^{-1}$. É conveniente escrever $f(u)$ numa forma que permita comparações entre diversas formulações possíveis:

$$f(u) = \frac{0,622 \rho}{p} (u_0 + C u) = a + b u, \quad (3.73)$$

onde ρ é a massa específica do ar. As constantes a , b são a forma tradicional de escrever a equação de transferência de massa em hidrologia; u_0 é uma constante com dimensão de velocidade, enquanto que C é um coeficiente de transferência adimensional.

Em micrometeorologia, constata-se que C não é uma “constante”, mas sim função das rugosidades da superfície para quantidade de movimento e escalares (temperatura e umidade), e da estabilidade atmosférica: isto dá origem ao método de cálculo de fluxos médios sobre cerca de 30 min. a 1 hora (H e E) por meio de medição de perfis de temperatura e umidade específica, e do uso da teoria e das funções de similaridade de Monin-Obukhov (veja Dias, 1996); a nível diário, não se tem uma idéia clara dos efeitos da estabilidade atmosférica sobre os coeficientes a e b . Nas deduções de (3.70) baseadas em análise dimensional, $a = 0$ ([Brutsaert, 1982](#)).

Tabela 3.7: Parâmetros do coeficiente de transferência $f(u)$ (Dias, 1986)

Autor(es)	Ano	$a (10^{-8})$	$b (10^{-8})$	Observação
Penman	1948	3,01	1,62	
Harbeck	1962	0,00	$3,36[A^{1/2}]^{-0,1}$	a área do lago em m^2
Sellers	1966	0,506	1,44	
Kohler e Parmele	1967	1,57	1,35	
De Bruin	1978	1,18	0,853	
Morton	1983	10,0	0,00	

Como estas deduções são válidas apenas para a escala horária, é possível que b apareça nas regressões de valores diários ou mensais de (3.70) devido a correlações entre u e $e_0 - e_a$ na escala horária (Sellers, 1965).

Neste relatório, nós nos limitaremos a fórmulas em que (u_0, C) (ou a, b) são constantes, por simplicidade. As maiores dificuldades para usar (3.70) em aplicações práticas são o desconhecimento de e_0 em terra, e a incerteza dos parâmetros a, b . A Tabela 3.7 mostra alguns pares de valores representativos, que podem ser tomados como base em aplicações. Os coeficientes foram concebidos para uso sobre superfícies líquidas; existem também questões sobre os pontos de medição de u e e_a (Dias, 1986), que tornam a comparação entre os valores mais difícil. Quando se leva em conta velocidades médias diárias do vento não muito superiores a $5 m s^{-1}$, os valores encontrados pelos diversos autores não são muito diferentes, ou pelo menos estão dentro da mesma ordem de grandeza.

A nível diário, é válido calcular o coeficiente de transferência de massa da lei de Dalton por meio de (Dias, 1996, eq. 103)

$$C = \frac{\kappa^2}{\ln(z_b/z_{0\tau}) \ln(z_a/z_{0E})}, \quad (3.74)$$

onde $\kappa = 0,4$ é a constante de von Kármán; z_b é o nível de medição da velocidade u ; $z_{0\tau}$ é o comprimento de rugosidade para quantidade de movimento; z_a é o nível de medição de e_a e z_{0E} é o comprimento de rugosidade para vapor d'água; este último é bastante difícil de ser estimado, embora a hipótese (errônea) $z_{0E} = z_{0\tau}$ não seja incomum, principalmente nos textos mais antigos. Para uma descrição de métodos de estimativa de $z_{0\tau}$ e z_{0E} , veja Brutsaert (1982).

Com (3.70) e (3.71) obtém-se

$$Bo = \gamma \frac{T_0 - T_a}{e_0 - e_a}. \quad (3.75)$$

A equação para a razão de Bowen apareceu na década de 20; medindo-se temperatura e umidade médias em dois níveis acima da superfície, radiação líquida, variação da entalpia armazenada e fluxo de calor no solo, pode-se estimar LE pelo método do balanço de energia:

$$LE = \frac{1}{Bo + 1} [R_{l0} - G - D]. \quad (3.76)$$

3.15.2 Modelos

Penman (1948) combinou as equações (3.70) e (3.76) num sistema em que as incógnitas são a temperatura da superfície T_0 e a evaporação E , supondo que a superfície esteja saturada: $e_0 = e^*(T_0)$, obtendo

$$LE_p = \frac{\Delta_a}{\Delta_a + \gamma} [R_{l0} - G - D] + \frac{\gamma}{\Delta_a + \gamma} Lf(u) (e_a^* - e_a). \quad (3.77)$$

A equação de Penman foi concebida para eliminar a dependência da temperatura da superfície, que é um parâmetro difícil de medir sobre superfícies cobertas com vegetação. Por isto, Penman usou

$$R_{la} = R_s \downarrow (1 - \alpha) + \epsilon R_a \downarrow -\epsilon \sigma T_a^4 \quad (3.78)$$

em lugar de R_{l0} , o que pode introduzir um erro considerável devido à diferença entre a temperatura da superfície e a temperatura do ar. Quando medições de R_{l0} estiverem disponíveis (o que é raro em registros históricos), deve-se usá-las em (3.77). Embora seja incomum, pode-se explicitar T_0 analiticamente no modelo de Penman, obtendo-se

$$T_p = T_a + \frac{[R_{l0} - G - D] - Lf(u)(e_a^* - e_a)}{Lf(u)(\Delta_a + \gamma)}. \quad (3.79)$$

Para tentar contornar o problema de calcular a radiação líquida sem conhecer a temperatura da superfície, Kohler e Parmele (1967) modificaram a solução de Penman por meio de uma expansão em série de Taylor de R_{l0} em torno de T_a :

$$R_{l0} \approx R_{la} - 4\epsilon \sigma T_a^3, \quad (3.80)$$

obtendo

$$LE_k = \frac{\Delta_a}{\Delta_a + \lambda} [R_{la} - G - D] + \frac{\lambda}{\Delta_a + \lambda} Lf(u)(e_a^* - e_a) \quad (3.81)$$

com

$$\lambda = \gamma + \frac{4\epsilon \sigma T_a^3}{0,622 Lf(u)}. \quad (3.82)$$

Da mesma forma que no modelo original de Penman, o modelo de Kohler e Parmele admite uma solução analítica para a temperatura da superfície:

$$T_k = T_a + \frac{[R_{la} - G - D] - Lf(u)(e_a^* - e_a)}{Lf(u)(\Delta_a + \lambda)}. \quad (3.83)$$

Priestley e Taylor (1972) obtiveram uma relação empírica admiravelmente bem sucedida para a evaporação a partir de superfícies saturadas; ao contrário do método do balanço de energia, que requer a medida de T_0 , e_a , T_a , ou do modelo de Penman, que requer u , e_a , T_a , a equação de Priestley e Taylor utiliza apenas T_0 (ou T_a):

$$LE_s = \alpha_s \frac{\Delta_x}{\Delta_x + \gamma} [R_{l0} - G - D], \quad \alpha_s = 1,26. \quad (3.84)$$

A derivada da pressão de saturação de vapor d'água deve ser avaliada à temperatura da superfície: $T_x = T_0$; na ausência de dados de temperatura da superfície, é possível utilizar T_a .

A equação de Priestley e Taylor pode ser reconciliada com o método do balanço de energia: Dias (1988,1992) mostrou que o método do balanço de energia pode ser escrito na forma da equação de Priestley-Taylor, e que na verdade α_s é uma função da temperatura da superfície, da temperatura do ar, e da temperatura de bulbo úmido T_h :

$$\alpha_s = 1 + \frac{\gamma}{\Delta_0} \frac{T_a - T_h}{T_0 - T_h}. \quad (3.85)$$

A equação de Priestley-Taylor foi concebida para ser usada apenas quando $H > 0$; nestas condições, pode-se mostrar que (3.85) produz valores em torno da constante empírica 1,26 de Priestley e Taylor.

Monteith (1973) tentou generalizar a aplicabilidade do método de Penman introduzindo o conceito de resistência estomática ou de cobertura vegetal r_c , em linha com a resistência aerodinâmica r_a , definidas por

$$E = \frac{1}{r_c}(e_0^* - e_0), \quad \frac{1}{r_a} = f(u). \quad (3.86)$$

Note que para uma superfície saturada $r_c = 0$, e (3.86) produz uma singularidade: $E = 0/0$. A equação resultante, de Penman-Monteith, é

$$LE_m = \frac{\Delta_a}{\Delta_a + \gamma^*} [R_{l0} - D - G] + \frac{\gamma^*}{\Delta_a + \gamma^*} \frac{1}{r_a + r_c} (e_a^* - e_a), \quad (3.87)$$

com

$$\gamma^* = \gamma \left(1 + \frac{r_c}{r_a} \right). \quad (3.88)$$

Em tese, conhecendo-se o valor correto de r_c e r_a , (3.87) produz o valor correto da evapotranspiração *real* que ocorre sobre a superfície onde R_{l0} , u , T_a e e_a são medidos. Modernamente, tem-se relacionado r_c com a umidade do solo s , grandezas atmosféricas e o índice de área foliar IAF por meio de equações do tipo (Jarvis, 1976; Wright et al., 1996; Noilhan e Planton, 1989)

$$r_c = \frac{r_{cmin}}{IAF} F_1(R_s \downarrow) F_2(s) F_3(e_a^* - e_a) F_4(T_a), \quad (3.89)$$

onde r_{cmin} é uma resistência estomática ou de cobertura mínima. A forma específica de (3.89) é a utilizada por Noilhan e Planton (1989). A maior dificuldade de aplicar esta equação é a falta de informações sobre umidade do solo.

3.15.3 Evapo(transpi)ração potencial

A rigor, a equação de Penman só se aplica sobre superfícies saturadas; no entanto, $R_s \downarrow$, e_a , T_a e u podem ser medidos ou estimados rotineiramente. Este fato popularizou o costume de calcular as séries de E_p com dados medidos em estações meteorológicas. É muito comum na prática da hidrologia considerar que estas séries representam o limite superior

para a evaporação/evapotranspiração de uma região. Assim, a evaporação/evapotranspiração prevista pela fórmula de Penman é muitas vezes denominada de evapo(transpi)ração potencial. Antes mesmo de Penman, o conceito de evapotranspiração potencial havia sido definido por Thornthwaite ([Brutsaert, 1982](#)):

Evapotranspiração potencial é o fluxo de vapor d'água a partir de uma região com ampla disponibilidade de água no solo, que não limite a transpiração.

Isto é ligeiramente diferente do conceito de evaporação potencial ([Brutsaert, 1982](#)):

Evaporação potencial é o fluxo de vapor d'água a partir de uma região cuja cobertura vegetal tenha a superfície saturada.

No entanto, a equação de Penman não corresponde às definições originais de evapo(transpi)ração potencial. De fato, quanto mais árida e quente for a atmosfera de uma região, maior tende a ser $(e_a^* - e_a)$ e consequentemente E_p . Com isto, não é raro que E_p seja maior que a radiação líquida supondo a superfície à temperatura do ar, R_{la} . A implicação na equação de balanço de energia (3.65) é que o fluxo de calor sensível (potencial) associado, H_p , deve ser negativo. Esta situação é fisicamente irrealista: exceto talvez nos meses de inverno em regiões subtropicais, a média diária do fluxo de calor sensível é sempre positiva (exceções são lagos ou oásis cercados por uma região quente). A condição $H > 0$ é justamente a utilizada na equação de Priestley-Taylor, que parece ser um limite superior mais coerente para a máxima evapo(transpi)ração possível a partir de uma região com ampla disponibilidade de água. Não obstante, a equação de Penman continua a ser um instrumento importante de trabalho de agrônomos, agrometeorologistas, meteorologistas e hidrólogos. Ela é fortemente correlacionada com a evaporação que ocorre em tanques classe A, E_A , sendo propostas relações do tipo

$$E_p = a + bE_A. \quad (3.90)$$

E_p certamente tem grande utilidade para determinar a evapotranspiração de cultivos específicos, para os quais coeficientes entre evapotranspiração do cultivo e E_p podem ser determinados por meio de medições *in situ* para cada tipo de solo, cultura e época do ano. Por outro lado, a hipótese simplificada de que a evapotranspiração real é proporcional à evaporação de Penman pode levar a resultados claramente errôneos.

Uma outra utilidade da equação de Penman está na relação complementar, proposta por Bouchet, entre a evapotranspiração real regional, a evapotranspiração potencial (calculada pela equação de Penman) e evapotranspiração de uma superfície com ampla disponibilidade de água (calculada pela equação de Priestley-Taylor) utilizada por Brutsaert e Stricker ([1979](#)) em seu modelo de advecção-aridez e por Morton ([1983a](#)) em seu modelo CRAE:

$$E_r + E_p = 2E_s. \quad (3.91)$$

A complexidade do pacote radiativo e do cálculo de evapotranspiração do CRAE é muito grande para descrevê-lo aqui; por outro lado, a aplicação

do modelo de Brutsaert-Stricker é imediata: E_r é calculada com (3.91), E_p com (3.77), e E_s com (3.84); as estimativas de radiação líquida podem ser feitas com as equações de cálculo de $R_s \downarrow$ e $R_a \downarrow$ apresentadas na seção 3.13.1.

3.16 Linhas de ação para aplicações

Esta seção destina-se a definir linhas gerais de ação para os casos mais comuns da prática hidrológica.

3.16.1 Evapo(transpi)ração potencial em modelos chuva-vazão

Este é o caso mais simples. Modelos chuva vazão sempre requerem algum tipo de dado de entrada climatológico para auxiliar no cálculo da evapotranspiração. Tipicamente, utiliza-se evaporação em tanque classe A, temperatura do ar, ou a evaporação de Penman ou Priestley-Taylor. Dados de evaporação em tanque ou de temperatura são obtidos diretamente dos registros de estações meteorológicas. A evaporação (“potencial”) de Penman, ou a evaporação de Priestley-Taylor, foram descritas na seção 3.15.

As séries de evapotranspiração real e umidade do solo produzidas por modelos chuva-vazão têm um potencial de uso em hidrologia; naturalmente, deve-se sempre ter em mente que muitas vezes estes são valores gerados pelo modelo sem calibração direta contra dados observacionais, de resto muito raros.

3.16.2 Evapotranspiração em parcelas

Por sua própria natureza, de áreas bem delimitadas e culturas uniformes, a evapotranspiração de parcelas plantadas é mais facilmente mensurável. Pode-se medir E diretamente, seja com medição de perfis, com o método do balanço de energia-razão de Bowen ou o método de medição de covariâncias turbulentas. Estas medidas diretas são então relacionadas com alguma forma de “evapotranspiração potencial” ou “limite superior de evapotranspiração” E_{sup} , entre as quais pode-se citar:

- evaporação em tanque classe A,
- evaporação potencial de Penman,
- evaporação potencial de Thornthwaite ([Vianello e Alves, 1991](#)).

As relações entre evapotranspiração real E_r e os diferentes índices E_{sup} são do tipo

$$E_r = K_c E_{sup} \quad (3.92)$$

onde K_c é um “coeficiente de cultura”. A descrição detalhada deste tipo de metodologia está fora do escopo do presente trabalho; o leitor interessado pode procurar [Withers e Vipond \(1983\)](#).

Ao contrário de regiões maiores, como bacias hidrográficas de 10km^2 ou mais, ou grades de modelos de mesoescala (atualmente, cerca de $10 \times 10\text{km}^2$ ou um pouco mais), parcelas (assim como lagos) podem estar sujeitas a efeitos de “advecção local”. O caso mais notório é o de uma região

com boa disponibilidade de umidade na superfície cercada por um ambiente mais seco: o fluxo de calor sensível sobre a parcela pode se tornar negativo, aumentando a evapotranspiração (ou a evaporação do lago) até mesmo acima da radiação líquida. Parlange e Katual (1992) propõem um modelo derivado do modelo de advecção-aridez de Brutsaert-Stricker para esta situação.

3.16.3 Evapotranspiração em bacias hidrográficas

Uma alternativa, naturalmente, é usar um modelo chuva-vazão. Uma vantagem desta abordagem é que um modelo bem calibrado deve conservar massa quase perfeitamente; neste caso, as estimativas de E produzidas pelo modelo em escala anual ou plurianual deverão ser muito próximas das estimativas por balanço hídrico.

Opções totalmente independentes do balanço hídrico são o modelo de advecção-aridez de Brutsaert-Stricker, que pode ser integralmente reproduzido com as equações deste trabalho, e o modelo CRAE de Morton.

Modelos numéricos de previsão do tempo e modelos climáticos, nas escalas macro- α , macro- β e meso- α , têm calculado H e LE com esquemas de transferência solo-vegetação-atmosfera (SVATs) que procuram reproduzir com mais detalhe do que os modelos chuva-vazão tradicionais as interações (e a componente biológica) do sistema solo-planta-atmosfera; por exemplo, o SVAT utilizado pelo ARPS (Xue et al., 1995) é o proposto por Noilhan e Planton (1989). O problema de utilizar SVATs para o cálculo de evapotranspiração em bacias hidrográficas é a sua grande demanda por informação fisiográfica, tal como o índice de área foliar ou o índice normalizado de diferença vegetativa (NDVI, em inglês), e a necessidade de se conhecer a umidade do solo.

Em resumo, as opções para cálculo de evapotranspiração na escala da bacia hidrográfica (algumas dezenas de quilômetros quadrados ou mais) ainda são muito restritas. Sempre que possível, deve-se comparar os resultados obtidos com o balanço hídrico anual ou plurianual, para se ter pelo menos uma idéia da tendenciosidade das estimativas.

3.16.4 Evaporação em lagos

As duas dificuldades básicas para a obtenção de boas estimativas de evaporação em lago são:

1. estimar corretamente D ;
2. estimar corretamente a razão de Bowen Bo .

Valores médios de D podem ser calculados com (3.67) a partir de perfis de temperatura da água. Na ausência destes, há apenas dois modelos na literatura, segundo o conhecimento do autor, que produzem estimativas de D : o CRLE (Morton, 1983b) e o modelo de Hostetler e Bartlein (1990).

Quanto mais fundo for um lago, mais importante será o termo D no seu balanço de energia. A escala mínima razoável para o cálculo de D em lagos com profundidade média de 10 m ou mais excede 15 dias. Para estimativas de E baseadas no balanço de energia, valores mensais de evaporação em lago são obteníveis, mas não valores diários.

A razão de Bowen pode ser calculada explicitamente no método do balanço de energia quando há dados de temperatura da superfície da água e temperatura do ar e umidade do ar representativos dos primeiros metros da atmosfera acima da água. Os dados meteorológicos devem ser medidos no meio do lago, o que representa dificuldades logísticas consideráveis (ou um alto custo com a instalação de bóias de medição automáticas), ou então corrente abaixo (a “jusante”, a *sotavento*) do lago. É bom lembrar que em geral as estações meteorológicas existentes não estão bem localizadas em relação aos lagos para permitir a aplicação do método do balanço de energia. Existem também questões de compatibilização das escalas temporais das medições meteorológicas *vis-a-vis* o intervalo entre medições sucessivas de perfis de temperatura da água (Reis e Dias, 1998).

Mesmo que não haja medições adequadas de temperatura e umidade do ar para a aplicação do método do balanço de energia-razão de Bowen, ainda assim é possível obter estimativas razoáveis de evaporação em lago com a equação de Priestley-Taylor, desde que se tenha confiança de que os valores médios mensais de H sejam positivos. Portanto, a equação de Priestley-Taylor é uma boa alternativa em regiões úmidas. Em regiões áridas ou onde a temperatura do ar permaneça maior que a temperatura da água durante uma parte considerável do ano, é preciso medir diretamente a razão de Bowen e aplicar o método do balanço de energia.

3.17 Implementação computacional

Nesta seção, descreve-se sucintamente a implementação computacional de alguns dos modelos abordados neste trabalho. Os programas fonte e módulos executáveis estão sendo disponibilizados na área de ftp anônimo do SIMEPAR.

Todas as rotinas, códigos fonte e módulos executáveis são colocados em domínio público; as consequências de seu uso são de responsabilidade exclusiva dos usuários, não cabendo ao(s) autor(es), ou ao SIMEPAR qualquer responsabilidade por eventuais danos de qualquer natureza decorrentes de sua aplicação.

Foi desenvolvido um módulo de rotinas em C, denominado Evap98. As rotinas de Evap98 são descritas na tabela 3.8.

As 3 primeiras rotinas da tabela 3.8 devem ser chamadas uma única vez pelo programa principal para a definição e cálculo de parâmetros globais. As 7 demais rotinas devem ser chamadas para cada dia de processamento; Evap98 está dimensionado para tratar dados médios diários.

O arquivo de definição é Evap98.h; o arquivo com a implementação é Evap98.c. Um programa-exemplo, RodEvap98.c, e um arquivo de dados de entrada, RodEvap98.dat (com dados de 1990 da estação meteorológica de Cambará (02350017), contendo: ano, dia do ano, temperatura média do ar em °C, umidade relativa média do ar, insolação n em horas e velocidade do vento média u em $m\ s^{-1}$ e o arquivo de saída RodEvap98.out são fornecidos de forma que o usuário possa compreender como utilizar Evap98 em suas próprias aplicações. A seqüência de comandos para processar

Tabela 3.8: Rotinas de Evap98

IniPar	Define as caracteristicas de refletividade da superficie e a altitude do lugar
Prescott	Define os parametros a,b da equacao de Prescott para a radiacao solar: $R_s \downarrow = R_{sea}(a + bn/N)$
Vento	Define os parametros a, b do coeficiente de transferencia de massa $f(u) = a + bu$
Bissexto	Verifica se um ano é bissexto
DecDist	Declinacao do Sol e distancia Sol-Terra
HNRsea	Angulo horario, duracao do dia e radiacao solar extra-atmosferica
PsatVap	Pressao de saturacao de vapor d'água e sua derivada
Radiacao	Estimativas da radiação líquida, quer à temperatura do ar, quer à temperatura da superficie
EPen	Modelo de Penman
EKeP	Modelo de Kohler e Parmele
EPeT	Modelo de Priestley e Taylor

os dados com um compilador C com comandos de linha em estilo UNIX, rodando em uma janela MS-DOS de Windows 95 é

```
cc -c Evap98.c
cc RodEvap98.c Evap98.o -o RodEvap98.exe
RodEvap98 < RodEvap98.dat > RodEvap98.out
```

A primeira linha compila a biblioteca de rotinas, gerando o arquivo `Evap98.o`; a segunda linha compila o programa `RodEvap98`, gerando o módulo executável `RodEvap98.exe`; a última linha roda `RodEvap98`, gerando o arquivo de saída `RodEvap98.out`. Este contém: dia do ano, $R_s \downarrow$ (W m^{-2}), $R_a \downarrow$ (W m^{-2}), R_{la} (W m^{-2}), E_p (mm), T_p ($^{\circ}\text{C}$), E_k (mm), T_k ($^{\circ}\text{C}$), E_s (mm), E_r (mm). Para poupar ao usuário o trabalho de compilação, uma versão executável para MS-DOS (32 bits, sem limite de memória, rodando debaixo de Windows 95) está disponível, denominada `RodEvap98.exe`.

O endereço para obtenção dos arquivos pela internet é

<http://ftp.simepar.pub/Evap>

Os arquivos disponíveis e sua descrição são dados na tabela 3.9.

A figura 3.10 mostra as séries temporais de E_p , E_k , E_s e E_r obtidas com os dados de 1990 da estação de Cambará (código ANEEL 02350017, latitude 23° S, altitude 450 m); os parâmetros de superfície utilizados no cálculo são: Equação de Prescott: $a = 0,244$, $b = 0,471$, obtidos na tabela 3.5 para a cidade de Botucatu, em São Paulo, relativamente próxima; $\alpha = 0,15$, $\epsilon = 0,97$, em função do tipo de vegetação da região, predominantemente pastos, da tabela 3.4 e coeficiente de transferência de massa $f(u)$: $a = 3,01 \times 10^{-8}$, $b = 1,62 \times 10^{-8}$, obtidos da tabela 3.7. As séries de vento são medidas a 10 m, e a rigor os valores deveriam ser reduzidos

Tabela 3.9: Arquivos disponíveis em <http://ftp.simepar.pub.Evap>

Evap98.h	arquivo de definição (<i>header file</i>).
Evap98.c	rotinas de cálculo de evaporação
RodEvap98.c	programa para leitura de dados e chamada de rotinas de Evap98
RodEvap98.dat	arquivo de entrada de RodEvap98
RodEvap98.out	arquivo de saída de RodEvap98
RodEvap98.exe	módulo executável (MS-DOS/Windows 95)

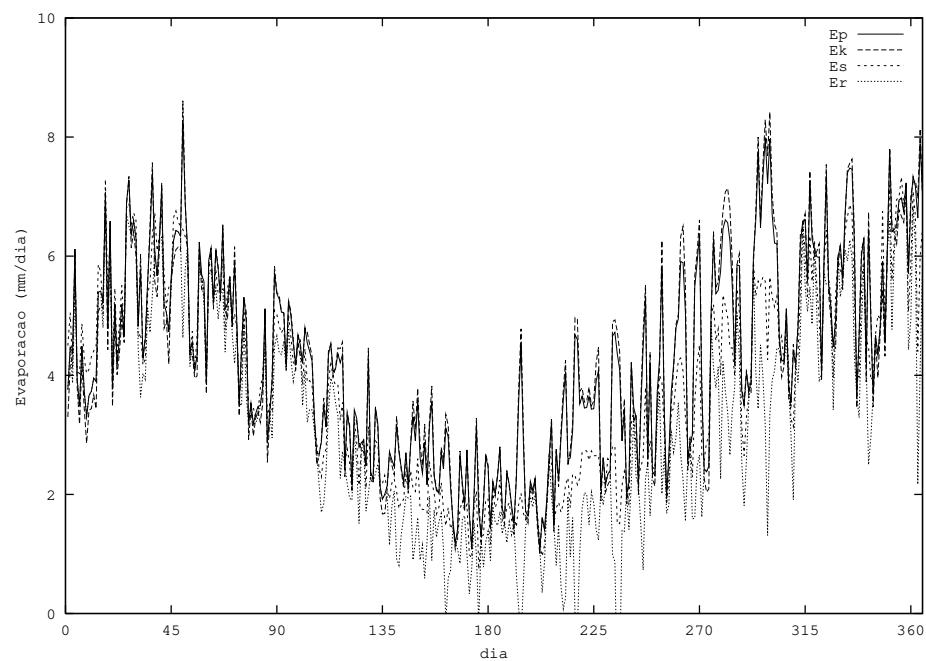


Figura 3.10: Evaporação de Penman (E_p), Kohler-Parmele (E_k), Priestley-Taylor (E_s) e de advecção-aridez (E_r) para a estação meteorológica de Cambará, PR, durante 1990

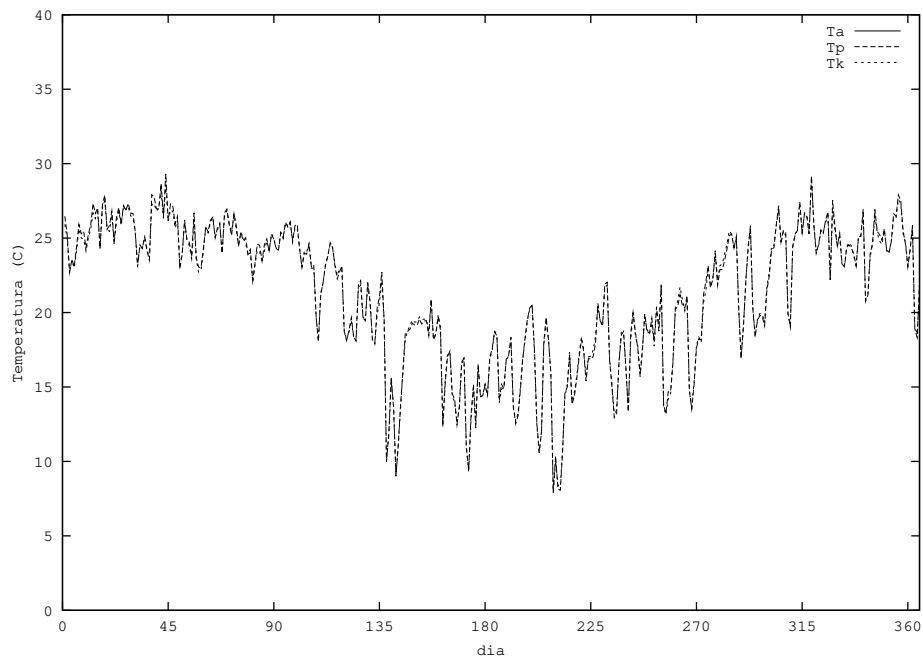


Figura 3.11: Temperatura do ar (T_a), de equilíbrio de Penman (T_p) e de equilíbrio de Kohler-Parmele (T_k) para a estação meteorológica de Cambára, PR, durante 1990

para 2 m. Entretanto, isto não é prático e não vale à pena dada a própria incerteza associada a $f(u)$.

Durante o verão, os valores de E_p , E_k e E_s são próximos. Isto faz com que E_r , calculada com (3.91) seja próxima dos valores de evaporação “potencial” de Penman. No outono, inverno e primavera claramente E_p e E_s se distanciam, e a relação complementar (3.91) produz valores de E_r consideravelmente inferiores a E_p . O valor acumulado anual de E_r para 1990 é 1193 mm, enquanto que $P - Q = 870\text{mm}$ para a bacia hidrográfica do rio das Cinzas, localizada na região. Embora seja possível refinar estas estimativas de diversas maneiras, claramente a relação complementar é um meio rápido e barato de gerar estimativas de evapotranspiração real.

A figura 3.11 mostra a temperatura do ar T_a e as temperaturas de equilíbrio de Penman (T_p) e Kohler-Parmele (T_k). Estas duas últimas são razoavelmente próximas entre si, oscilando entre valores maiores e menores que T_a . Não há diferenças significativas entre seus padrões sazonais.

Referências Bibliográficas

- Adkins, C. J. (1983). *Equilibrium thermodynamics*. Cambridge University Press, New York.
- Alduchov, O. A. e Eskridge, R. E. (1996). Improved Magnus form approximation of saturation vapor pressure. *J Appl Meteorol*, 35:601–609.
- Armani, F. A. S., Dias, N. L., e Damázio, J. M. (2020). Eddy-covariance CO₂ fluxes over Itaipu Lake, Southern Brazil. *Rev Bras Rec Hídri*. aceito para publicação.
- Blanken, P. D., Rouse, W. R., Culf, A. D., Spence, C., Boudreau, L. D., Jasper, J. N., Kochtubajda, B., Schertzer, W. M., Marsh, P., e Verseghy, D. (2000). Eddy covariance measurements of evaporation from Great Slave Lake, Northwest Territories, Canada. *Water Resour Res*, 36(4):1069–1077.
- Brubaker, K. L. e Entekhabi, D. (1995). An Analytic Approach to Modeling Land-Atmosphere Interaction 1. Construct and Equilibrium Behavior. *Water Resour Res*, 31(3):619–632.
- Brubaker, K. L. e Entekhabi, D. (1996). Asymmetric recovery from wet- vs.-dry soil moisture anomalies. *J Appl Meteorol*, 35:94–109.
- Brunt, D. (1932). Notes on radiation in the atmosphere, 1. *Q J Roy Meteorol Soc*, 58:389–420.
- Brutsaert, W. (1975). On a derivable formula for long-wave radiation from clear skies. *Water Resour Res*, 11:742–744.
- Brutsaert, W. (1982). *Evaporation into the atmosphere*. D. Reidel, Dordrecht. 309 pp.
- Brutsaert, W. (1986). Catchment-scale evaporation and the atmospheric boundary layer. *Water Resour Res*, 22(9):39S–45S.
- Brutsaert, W. (1998). Land-surface water vapor and sensible heat flux: Spatial variability, homogeneity, and measurement scales. *Water Resour Res*, 34(10):2433–2442.
- Brutsaert, W. e Stricker, H. (1979). An Advection-Aridity Approach to Estimate Actual Regional Evapotranspiration. *Water Resour Res*, 15(2):443–450.
- Buckingham, E. (1914). On physically similar systems; illustrations of the use of dimensional equations. *Physical review*, 4(4):345.

- Butenhoff, C. L. e Khalil, M. A. K. (2002). Correction for water vapor in the measurement of atmospheric trace gases. *Chemosphere*, 47(8):823–836.
- Chen, C.-l. (1991). Unified Theory on Power Laws for Flow Resistance. *J. Hydraul. Eng.*, 117(3):371–389.
- Chow, V. T. (1959). *Open-Channel Hydraulics*. McGraw-Hill, New York.
- Chow, V. T., Maidment, D. R., e Mays, L. W. (1988). *Applied Hydrology*. McGraw-Hill, New York.
- COESA (1976). U.S. Standard Atmosphere, 1976. Relatório técnico, U.S. Government Printing Office.
- Cohen, E. R. e Taylor, B. N. (1996). The fundamental physical constants. *Physics Today*, 49(8-2):bg9–bg14.
- Colebrook, C. F. (1939). Turbulent flow in pipes, with particular reference to the transition region between the smooth and rough pipe laws.(includes plates). *Journal of the Institution of Civil engineers*, 12(8):393–422.
- Consultative Committee for Thermometry (2015). Guide to the Realization of the ITS-90. Relatório técnico, Bureau International des Poids et Mesures.
- da Silva, F. M., Assad, E. D., Gomes, A. C., e Evangelista, B. A. (1997). Estudo da radiação solar na região do Distrito Federal. Em *X Congresso Brasileiro de Agrometeorologia*, páginas 425–427. Sociedade Brasileira de Agrometeorologia.
- Dake, J. M. (1972). Evaporative cooling of a body of water. *Water Resources Research*, 8(4):1087–1091.
- Darrigol, O. (2005). *Worlds of Flow*. Oxford University Press, Oxford, U.K.
- Dias, N. (1988). Uma justificativa analítica para uma equação empírica de evaporação. Em *V Congresso Brasileiro de Meteorologia, Rio de Janeiro*, volume 1, páginas X.6–X.11, Rio de Janeiro. Sociedade Brasileira de Meteorologia.
- Dias, N. L. (1986). Estimativas climatológicas de evaporação em lagos. Tese de Mestrado, COPPE/UFRJ.
- Dias, N. L. (1992). Unificação formal de metodologias para cálculo de evaporação em lagos. *Revista Brasileira de Engenharia*, 10(2):61–84.
- Dias, N. L. (1996). Perfis medidos e teoria de similaridade de Monin-Obukhov na camada-limite atmosférica. Relatório Técnico 003/96, SIMEPAR, Curitiba, PR.
- Dias, N. L. (2020). O efeito do aumento de CO₂ atmosférico sobre a constante de gás do ar seco. *Revista Brasileira de Meteorologia (submitted)*.

- Dias, N. L. e Kan, A. (1998). Um modelo hidrológico-meteorológico para a estimativa de evapotranspiração em bacias hidrográficas. Relatório Técnico 004/98, SIMEPAR.
- Dias, N. L. e Kan, A. (1999). A hydrometeorological model for basin-wide seasonal evapotranspiration. *Water Resour Res*, 35(11):3409–3418.
- Dias, N. L. e Kan, A. (2008). Evaporação líquida no reservatório de Foz do Areia, PR: Estimativas dos modelos de relação complementar *versus* balanço hídrico sazonal e balanço de energia. *Revista Brasileira de Recursos Hídricos*, 13:31–43.
- Dias, N. L. e Malheiros, A. L. (2003). Resultados de 2 anos de medição de evaporação no lago de Itaipu com o método de covariâncias turbulentas atenuadas: comparação com o balanço de energia, sazonalidade e episódios de evaporação intensa. Em CD-ROM, XV Simpósio Brasileiro de Recursos Hídricos, Curitiba. Associação Brasileira de Recursos Hídricos.
- Dias, N. L. e Reis, R. J. (1996). Os fundamentos físicos do balanço de entalpia em lagos. Relatório Técnico 004/96, SIMEPAR, Curitiba, Brasil.
- Dilley, A. C. (1968). On the computer calculation of vapor pressure and specific humidity gradients from psychrometric data. *J Appl Meteorol*, 7:717–719.
- Duarte, H. F., Dias, N. L., e Maggiotto, S. R. (2006). Assessing daytime downward longwave radiation estimates for clear and cloudy skies in Southern Brazil. *Agric For Meteorol*, 139:171–181.
- Filho, J. L., Lunardi, D. M. C., e de Jesus, W. R. (1997). Modelos para estimativa da radiação solar global diária e horária por estação do ano em Botucatu – SP. Em X Congresso Brasileiro de Agrometeorologia, páginas 194–195. Sociedade Brasileira de Agrometeorologia.
- Fleagle, R. G. e Businger, J. A. (1980). *An introduction to atmospheric physics*. Academic Press, Orlando.
- Garratt, J. (1994). *The Atmospheric Boundary Layer*. Cambridge University Press, U.K. 316 pp.
- Gauckler, P. (1867). Etudes Théoriques et Pratiques sur l’Ecoulement et le Mouvement des Eaux. *Comptes Rendus de l’Académie des Sciences*, 64:818–822. This is the first occurrence of Manning’s Formula.
- Gioia, G. e Bombardelli, F. A. (2002). Scaling and similarity in rough channel flows. *Physical Review Letters*, 88:DOI:10.1103/PhysRevLett.88.014501.
- Henderson-Sellers, B. (1984). A new formula for latent heat of vaporization of water as a function of temperature. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 110(466):1186–1190.

- Hostetler, S. W. e Bartlein, P. J. (1990). Simulation of lake evaporation with application to modeling lake level variations of Harney-Malheur Lake, Oregon. *Water Resour Res*, 26(10):2603–2612.
- Iribarne, J. V. e Godson, W. L. (1981). *Atmospheric Thermodynamics*. D. Reidel, Dordrecht, 2nd a edição.
- Jacobs, J. D. (1978). Radiation climate of Broughton Island. Em Barry, R. G. e Jacobs, J. D., editores, *Energy Budget Studies in Relation to Fast-ice Breakup Processes in Davis Strait.*, número Occas. Paper No 26, páginas 105–120. Inst. of Arctic and Alp. Res, University of Colorado, Boulder, CO.
- Jarvis, P. G. (1976). The interpretation of the variations in leaf water potential and stomatal conductances found in canopies in the field. *Phil. Trans. Roy Soc, London, Ser. B*, 273:593–610.
- Keulegan, G. H. (1938). Laws of turbulent flow in open channels. *J Res NBS*, 21:707–741.
- Kohler, M. e Parmele, L. (1967). Generalized estimates of free-water evaporation. *Water Resour Res*, 3:997–1005.
- Manning, R. (1891). On the flow of water in open channels and pipes. *Transactions of the Institution of Civil Engineers of Ireland*,, 20,:161–207.
- Monteith, J. L. (1973). *Principles of environmental physics*. Edward Arnold, London.
- Moody, L. F. (1944). Friction factors for pipe flow. *Trans. Asme*, 66:671–684.
- Morton, F. I. (1983a). Operational estimates of areal evapotranspiration and their significance to the science and practice of hydrology. *J of Hydrol*, 66:1–76.
- Morton, F. I. (1983b). Operational Estimates of Lake Evaporation. *J of Hydrol*, 66:77–100.
- Morton, F. I. (1986). Practical Estimates of Lake Evaporation. *J Appl Meteorol*, 25:371–387.
- Morton, F. I., Ricard, F., e Fogarasi, S. (1985). Operational estimates of areal evapotranspiration and lake evaporation – program WREVAP. NHRI paper 24, National Hydrology Research Institute, Ottawa, Canada.
- Murray, F. W. (1966). On the computation of saturation vapor pressure. *J Appl Meteorol*, 6:203–204.
- NIST (2020). NIST Chemistry Web Book, SRD69. Available at <https://webbook.nist.gov/chemistry/mw-ser/>. Retrieved in 2020-04-10T09:05:36.

- Noilhan, J. e Planton, S. (1989). A simple parameterization of land surface processes for meteorological models. *Monthly Weather Review*, 117:536–549.
- Oke, T. R. (1987). *Boundary Layer Climates*. Methuen, London.
- Orlanski, I. (1975). A rational subdivision of scales for atmospheric processes. *Bull Amer Meteorol Soc*, 56.
- Parlange, M. B. e Katul, G. G. (1992). An advection-aridity evaporation model. *Water Resour Res*, 28(1):127–132.
- Penman, H. (1948). Natural evaporation from open water, bare soil and grass. *Proceedings of the Royal Society, London, A*(193):120–146.
- Pope, S. B. (2000). *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, Cambridge.
- 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*, 100(2):80–92.
- Reis, R. J. (1996). Estudo comparativo de modelos climatológicos de estimativa de evaporação no lago Serra Azul, MG. Tese de mestrado, UFMG, Belo Horizonte, MG.
- Reis, R. J. e Dias, N. L. (1998). Multi-season lake evaporation: energy-budget estimates and CRLE model assessment. *J of Hydrol*, 208:135–147.
- Reynolds, O. (1895). On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A*, 186:123–164.
- Rouse, W. R., Oswald, C. M., Binyamin, J., Blanken, P. D., Schertzer, W. M., e Spence, C. (2003). Interannual and seasonal variability of the surface energy balance and temperature of Central Great Slave Lake. *Journal of Hydrometeorology*, 4:720–730.
- Schlyter, P. (2019). How to compute planetary positions. Internet: <http://www.stjarnhimlen.se/comp/ppcomp.html>. Retrieved in 2019-04-22T16:45:34.
- Seinfeld, J. H. e Pandis, S. N. (1998). *Atmospheric chemistry and physics*. John Wiley & Sons, New York.
- Sellers, W. D. (1965). *Physical climatology*. The University of Chicago Press, Chicago.
- Stull, R. (1988). *An Introduction to Boundary-Layer Meteorology*. Kluwer, Dordrecht.
- Stull, R. B. (1995). *Meteorology today for scientists and engineers*. West Publishing Company, Minneapolis / St. Paul.

- Tennekes, H. e Lumley, J. L. (1972). *A first course in turbulence*. The MIT Press, Cambridge, Massachusetts.
- Tubelis, A. e do Nascimento, F. J. L. (1984). *Meteorologia descritiva – fundamentos e aplica??es brasileiras*. Livraria Nobel.
- United States Naval Observatory (2019). Earth's Seasons and Apsides: Equinoxes, Solstices, Perihelion, and Aphelion. <https://aa.usno.navy.mil/data/docs/EarthSeasons.php>. Retrieved 2019-04-24T09:58:08.
- van Flandern, T. C. e Pulkkinen, K. F. (1979). Low-precision formulae for planetary positions. *Astrophys J SupplS*, 41:391–411.
- Vianello, R. L. e Alves, A. R. (1991). *Meteorologia b?sica e aplica??es*. Universidade Federal de Vi?osa, Imprensa Universit?ria, Vi?osa, MG.
- Wallace, J. M. e Hobbs, P. V. (2006). *Atmospheric Science: an introductory survey*. Elsevier, Amsterdam, 2nd ª edição.
- Wikipedia (2019). Okta. <https://en.wikipedia.org/wiki/Okta>. Retrieved in 2019-05-22T10:40:15.
- Wikipedia (2020a). Atmosphere of Earth. Available at https://en.wikipedia.org/wiki/Atmosphere_of_Earth. Retrieved in 2020-04-08T11:25:15.
- Wikipedia (2020b). International Temperature Scale of 1990. Available at https://en.wikipedia.org/wiki/International_Temperature_Scale_of_1990. Retrieved in 2020-07-27T10:47:48.
- Wikipedia (2020c). Planimeter. <https://en.wikipedia.org/wiki/Planimeter>. Retrieved in 2020-08-06T16:56:55.
- Wikipedia (2020d). Vienna Standard Mean Ocean Water. Available at https://en.wikipedia.org/wiki/Vienna_Standard_Mean_Ocean_Water. Retrieved in 2020-07-27T10:52:34.
- Withers, B. e Vipond, S. (1983). *Irriga??o Projeto e Pr?tica*. Nobel, S?o Paulo.
- Wright, I. R., Gash, J. H. C., da Rocha, H. R., e Roberts, J. M. (1996). Modelling surface conductance for Amazonian pasture and forest. Em Gash, J. H. C., Nobre, C. A., Roberts, J. M., e Victoria, R. L., editores, *Amazonian deforestation and climate*. Wiley, Chichester.
- Xue, M., Droege, K. K., Wong, V., Shapiro, A., e Brewster, K. (1995). Advanced Regional Prediction System ARPS version 4.0 user's guide. Relatório técnico, Center for Analysis and Prediction of Storms (CAPS).