

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

M. A. Varejão-Silva

VERSÃO DIGITAL

**RECIFE, BRASIL
JULHO DE 2005**

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão–Silva

VERSÃO DIGITAL

**Recife, Pernambuco
Brasil
Julho de 2005**

APRESENTAÇÃO

Durante a revolução tecnológica implementada no Instituto Nacional de Meteorologia (INMET) entre 1994 a 2003, o destino proporcionou, em 1999, um novo encontro com um velho amigo de trabalho, o Dr. Mário Adelmo Varejão-Silva que conhecemos ainda como jovem empolgado Professor da "Escolinha da SUDENE", tão bem estruturada e dirigida por ele na década de 60, para a formação de observadores de estações meteorológicas.

Ao convidá-lo para uma tarefa a ser desenvolvida no INMET, surpreendeu-me com um inigualável oferecimento: um CD cujo conteúdo era um verdadeiro compêndio de Meteorologia e Climatologia, que tivemos a honra e o privilégio de mandar editá-lo em comemoração aos 90 anos do Instituto, visando beneficiar as novas levas de meteorologistas em formação nas Faculdades do nosso país.

O sucesso do lançamento, em março de 2000, foi rápido, tendo ultrapassado nossas fronteiras, divulgado e oferecido a todos os países de língua portuguesa e espanhola, logo se esgotando. Assim, tivemos de reeditá-lo em junho de 2001, com uma 2ª Edição revisada e hoje igualmente esgotada.

Há três dias, chegou um *e-mail* do amigo Mário Adelmo, solicitando minha colaboração para apresentar uma nova e inovadora "edição digital" do "Meteorologia e Climatologia", com distribuição *on line*, para que todos pudessem ter acesso, inclusive *download* (texto completo, em formato pdf). Esta edição deverá ser apresentada e divulgada no XIV Congresso de Agrometeorologia, em Campinas (SP), de 18 a 22 próximos.

Antevejo um novo e grande sucesso por esta iniciativa, cujo intuito é continuar ajudando estudantes e profissionais do ramo, própria de indivíduo singular, a quem deixo aqui os agradecimentos em nome das novas gerações.

Salvador, 12 de Julho de 2005.

Augusto Cesar Vaz de Athayde
Engº Agrônomo

INTRODUÇÃO

A versão digital de *Meteorologia e Climatologia* inclui algumas alterações, especialmente quanto às ilustrações, em relação às primeira (2000) e segunda (2001) edições convencionais, ambas já esgotadas, publicadas no Brasil, por iniciativa do então Diretor do Instituto Nacional de Meteorologia (INMET), Eng^o. Agrônomo Augusto Cesar Vaz de Athayde.

A idéia de lançar o texto pela INTERNET visa a atender à demanda potencial de muitos alunos do Brasil e demais nações integrantes da Comunidade dos Países de Língua Portuguesa, pois é reconhecidamente difícil o acesso à bibliografia básica em português, tanto em Meteorologia quanto em Climatologia. A única motivação que nos incentivou a concretizar esse lançamento foi tornar mais fácil a árdua atividade inerente à aquisição de conhecimentos por estudantes daqueles países. Nossa recompensa é a convicção que alguns deles encontrarão aqui, gratuitamente, explicação para suas dúvidas mais simples.

Talvez também estejamos contribuindo com docentes da área de Ciências Atmosféricas, que eventualmente tenham dificuldade em obter figuras, com legendas em português, úteis na abordagem didática de conceitos essenciais para discutir com seus alunos. Ficamos sensibilizados diante da oportunidade de podermos ser úteis a esses colegas.

Sugestões para revisões futuras são muito bem vindas, podendo ser encaminhadas através do endereço eletrônico varejao.silva@uol.com.br.

Esclarecemos que o uso do conteúdo, para fins de ensino-aprendizado, é inteiramente livre. Fica proibida, porém a publicação ou utilização, por qualquer meio, impresso ou digital e a qualquer título ou finalidade, do todo ou parte do conteúdo desta versão digital, sem a citação explícita da fonte [Varejão-Silva, M. A.; *Meteorologia e Climatologia*, Versão Digital, Recife, 2005] e do *site* onde foi obtida.

Recife, 15 de julho de 2005

M. A. Varejão-Silva
Eng^o. Agrônomo.

AGRADECIMENTOS

O autor exprime sua profunda gratidão ao amigo e entusiasta da Meteorologia e da Climatologia, Eng^o. Agrônomo **Augusto Cesar Vaz de Athayde**, cuja sensibilidade e capacidade administrativa, quando na direção do INMET, possibilitaram a publicação e divulgação das edições iniciais deste trabalho, em 2000 e 2001.

Deixa também registrados agradecimentos muito especiais, dirigidos ao amigo entusiasta e incansável pesquisador da Agrometeorologia e da Agroclimatologia, Eng^o. Agrônomo Eduardo Assad, pelo decisivo e irrestrito apoio dado à divulgação desta versão digital.

Finalmente, direciona seus mais sinceros agradecimentos ao amigo colega de trabalho, com vasto e incansável potencial produtivo em Agroclimatologia, Eng^o. Agrônomo Alexandre Hugo Cezar Barros, pelo dedicado incentivo e pela contribuição direta na montagem da versão do texto final no formato “pdf”.

CAPÍTULO I

CONSEQÜÊNCIAS METEOROLÓGICAS DOS MOVIMENTOS DA TERRA.

1. Forma da Terra.

A Terra tem uma forma geométrica muito complexa, condicionada pela topografia bastante irregular de sua superfície, a qual não pode ser rigorosamente descrita por uma expressão matemática simples. Caso se desejasse levar em conta a forma exata da Terra, tanto a representação de sua superfície, como a resolução de medições efetuadas sobre ela, passariam a ser bastante complicadas. Para facilitar o estudo e a representação da Terra é necessário, então, assumir certas hipóteses simplificadoras quanto à sua forma, substituindo-a pela de uma figura geométrica cuja equação matemática seja fácil de resolver. Tais hipóteses não devem introduzir erros grosseiros nos cálculos e sua adoção vai depender do rigor desejado, ou requerido, ao estudo específico que se pretenda realizar.

Como se sabe, cerca de 71% da superfície terrestre é líquida (Chow, 1964). Esse fato sugere a adoção de uma forma geométrica bem simples para representar a Terra, baseada em duas premissas:

- o planeta estaria totalmente recoberto de água em equilíbrio dinâmico (isto é: a Terra teria movimentos, mas não ocorreriam marés, ventos, variações de pressão etc., capazes de perturbar o equilíbrio da superfície hídrica);
- sobre a superfície líquida atuaria apenas a força de gravidade (resultante da força de atração gravitacional e da força centrífuga, esta decorrente do movimento de rotação).

Nessas circunstâncias seria obtida uma figura geométrica denominada geóide que, intuitivamente, seria um corpo de revolução, ligeiramente achatado nos pólos, apresentando uma superfície lisa e perpendicular à direção da força de gravidade em todos os pontos. Uma reflexão mais profunda, porém, iria mostrar que essa

figura geométrica não teria uma forma tão simples como poderia parecer à primeira vista, já que a força gravitacional não teria as mesmas características em todos os pontos de sua superfície. De fato, mesmo que fossem levados em conta pontos equidistantes do eixo de rotação (onde a força centrífuga teria o mesmo módulo), a força de atração gravitacional poderia variar, pois a massa não é uniformemente distribuída no interior da Terra. Como consequência, o módulo da força de gravidade mudaria de ponto para ponto e sua direção não seria necessariamente radial, o que efetivamente ocorre (existem protuberâncias e reentrâncias na superfície definida pelo nível médio dos oceanos). Então, o geóide não constitui uma figura geométrica tão simples como inicialmente poderia parecer e isso dificulta sua adoção como forma fundamental para a Terra.

Tendo em vista não ser fácil exprimir matematicamente a forma real da Terra, procurou-se interpolar um sólido que melhor se aproximasse dela. Em 1924, a União Internacional de Geodésia e Geofísica concluiu que a Terra poderia ser convenientemente representada por um certo elipsóide de revolução, que passou a ser designado como Elipsóide Internacional de Referência (EIR). Características geométricas do EIR e algumas constantes físicas da Terra constam da Tabela I.1. As diferenças entre a Terra e o Elipsóide Internacional de Referência são insignificantes. Sua adoção é recomendada sempre que se queira obter resultados com grande precisão.

O achatamento (f) de um elipsóide de revolução é definido como a razão:

$$f = (a - b)/a \quad (I.1.1)$$

onde a e b representam, respectivamente, os semi-eixos equatorial e polar. Para o EIR f vale $1/297$ (Tabela I.1), enquanto que as primeiras observações, realizadas por meio de satélites, já possibilitavam verificar que $f = 1/298$ para a Terra (Clark, 1973). A diferença é insignificante, mostrando que o Elipsóide Internacional de Referência pode ser utilizado, sem nenhum problema, para representar a forma fundamental da Terra.

O pequeno valor do achatamento da Terra permite, em primeira aproximação, admitir sua esfericidade para muitas aplicações, sem que isso conduza a erros apreciáveis. Por outro lado, verifica-se que a diferença de nível entre o cume da mais alta cordilheira (Monte Everest, com cerca de 8,8 km) e o fundo do mais acentuado abismo oceânico (Fossa Challenger, com cerca de 11 km) representa, apenas, 0,32% do raio médio da Terra. Por isso, em muitas questões de ordem prática, despreza-se, não apenas o achatamento polar do planeta, mas, igualmente, a rugosidade natural de sua superfície, considerando-o uma perfeita esfera, com 6371 km de raio. Por essa mesma razão é comum o emprego da expressão "globo terrestre", para designar a forma da Terra. Também em primeira aproximação, a direção da força da gravidade é considerada radial. Essas hipóteses simplificadoras serão adotadas neste texto.

TABELA I.1

CARACTERÍSTICAS DO ELIPSÓIDE INTERNACIONAL
DE REFERÊNCIA E DA TERRA.

1. Elipsóide Internacional de Referência

semi-eixo equatorial (a)	$6,378388 \times 10^6 \text{m}$
semi-eixo polar (b)	$6,356912 \times 10^6 \text{m}$
raio médio [$r = (2a+b)/3$]	$6,371229 \times 10^6 \text{m}$
achatamento [$f = (a - b) / a$]	1/297
excentricidade [$e = (1 - b^2 / a^2)^{1/2}$]	1/148
raio da esfera de mesma área	$6,371228 \times 10^6 \text{m}$
raio da esfera de mesmo volume	$6,371221 \times 10^6 \text{m}$
comprimento do quadrante equatorial	$1,001915 \times 10^6 \text{m}$
comprimento do quadrante meridional	$1,000229 \times 10^6 \text{m}$
área total	$5,101009 \times 10^{14} \text{m}^2$
volume total	$1,083328 \times 10^{21} \text{m}^3$

2. Terra

achatamento	1/298
massa	$5,975 \times 10^{24} \text{kg}$
área total dos oceanos	$3,622 \times 10^{14} \text{m}^2$
área total dos continentes	$1,479 \times 10^{14} \text{m}^2$
distância média ao Sol	$1,497 \times 10^{11} \text{m}$
excentricidade da média da órbita	0,0167
inclinação do eixo	23° 27'
velocidade tangencial média de translação	$2,977 \times 10^4 \text{m s}^{-1}$
velocidade angular de rotação (Ω)	$7,292 \times 10^{-5} \text{rad s}^{-1}$
velocidade tangencial média no equador	$4,651 \times 10^2 \text{m s}^{-1}$
posição aproximada dos pólos magnéticos:	
Pólo Norte	71° N 96° W
Pólo Sul	73° S 156° W

3. Tempo

ano solar médio	365,2422 dias solares médios
ano sideral	366,2422 dias siderais
dia solar médio	24h 3min 56,555 s (tempo sideral médio)
dia sideral	23h 56min 4,091 s (tempo solar médio)

FONTE: List (1971).

2. Pontos, linhas e planos de referência.

A Terra possui um eixo de rotação (Fig. I.1), cujas extremidades constituem os pólos verdadeiros ou geográficos, Norte (N) e Sul (S). O plano perpendicular à-quele eixo, que passa pelo seu centro, divide a Terra em dois hemisférios: o Hemisfério Norte ou Boreal e o Hemisfério Sul ou Austral, contendo os respectivos pólos. Esse plano é denominado plano equatorial e sua interseção com a superfície do globo terrestre constitui uma circunferência: o equador (Fig. I.1).

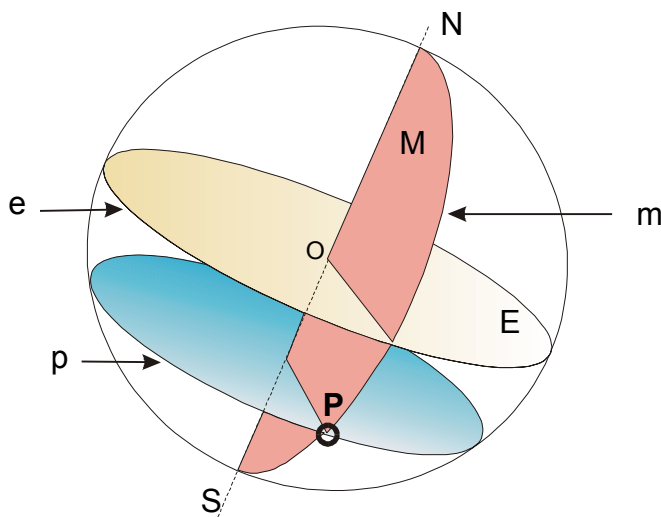


Fig. I.1 - Pólos Norte (N) e Sul (S), eixo terrestre (NS), plano do equador (E), equador (e), plano de paralelo (P), paralelo (p), plano de meridiano (M) e meridiano (m).

Planos paralelos ao do equador, que interceptem a superfície do globo terrestre, determinam circunferências de menor raio, chamadas paralelos. Finalmente, semiplanos perpendiculares ao plano do equador e que tenham como limite o eixo terrestre, são ditos planos de meridiano. As interseções destes com a superfície do globo formam semicircunferências conhecidas como meridianos. Cada meridiano se inicia em um pólo e termina no outro (Fig. I.1).

Em torno da Terra pode-se imaginar uma esfera, em cuja superfície estariam projetados todos os astros: a esfera celeste. O seu centro coincide com o do globo terrestre. Nela também podem ser projetados os pólos, os paralelos, os meridianos etc., originando os respectivos pontos, linhas e planos da esfera celeste. Assim, é correto falar em equador celeste, em meridianos celestes etc.

A vertical à superfície da Terra, num dado ponto (P), no âmbito das simplificações adotadas, é definida como a direção local da força de gravidade (direção do fio de prumo). O prolongamento dessa direção, no sentido contrário ao do centro da Terra, é considerado positivo e determina um ponto (Z) da esfera celeste que se chama zênite de P (Fig. 1.2). O sentido oposto, negativo, estabelece outro ponto (Z'), daquela mesma esfera, referido como nadir de P.

Tanto o zênite, como o nadir, de um dado observador mudam de posição com o tempo, em virtude dos movimentos da Terra, notadamente o de rotação.

Denomina-se plano do horizonte de um dado ponto (P) da superfície terrestre, àquele plano que contém o ponto e é perpendicular à vertical local (Fig. 1.2). Fisicamente pode ser interpretado como o plano formado por uma superfície de água em repouso, ali colocada.

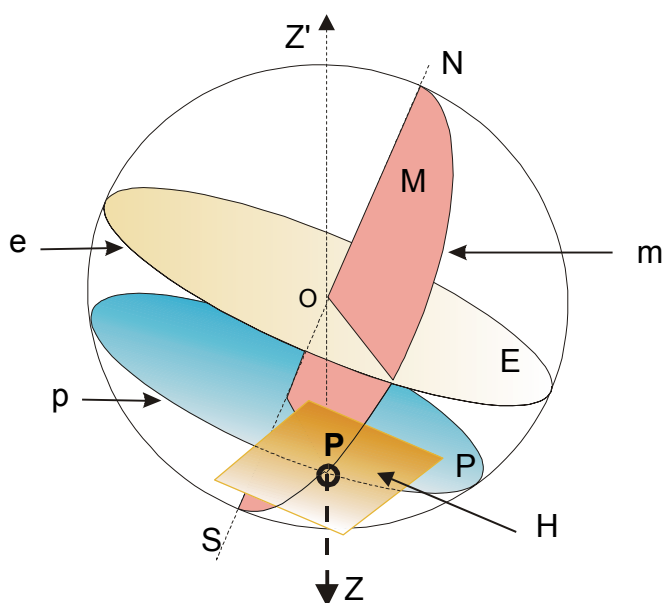


Fig. 1.2 - Linha zênite-nadir ($\overline{ZZ'}$) e plano do horizonte (H) de um ponto (o) localizado à superfície do globo terrestre.

Como foi dito, o vetor aceleração da gravidade não necessariamente aponta para o centro da Terra (não é radial) e, rigorosamente falando, a vertical local não coincide obrigatoriamente com o prolongamento do raio terrestre em cuja extremidade se encontra o observador. Note-se, porém, que a linha zênite-nadir está contida no plano do meridiano local, já que as forças de atração gravítica e centrífuga se situam nesse plano.

3. Coordenadas terrestres.

A localização de pontos situados à superfície terrestre ou em suas vizinhanças, é feita utilizando-se um sistema de coordenadas esférico-polares modificado (Fig. 1.3), em que o raio vetor foi substituído por uma coordenada mais conveniente. Nesse sistema, as coordenadas são: a latitude (ϕ) a longitude (λ) e a altitude (z).

3.1 - Latitude.

A latitude geocêntrica (ϕ) de um ponto qualquer (P), localizado à superfície terrestre, é o menor ângulo compreendido entre o plano equatorial e o raio da esfera que contém o ponto (P) em questão (Fig. 1.3). Convencionou-se que a latitude é positiva no Hemisfério Norte e negativa no Hemisfério Sul, isto é: $-90^\circ \leq \phi \leq +90^\circ$. Costuma-se usar as letras N (norte) e S (sul) para indicar latitudes positivas e negativas, respectivamente. O equador corresponde à latitude de 0° .

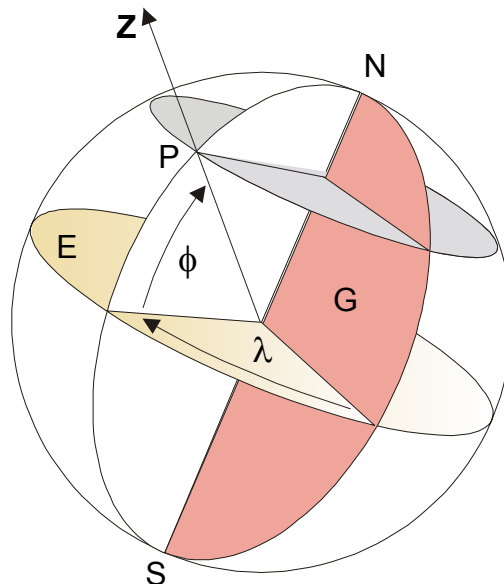


Fig. 1.3 - Latitude geocêntrica (ϕ) e longitude (λ) de um ponto (P) da superfície do globo, indicando-se o plano equatorial (E) e o plano do meridiano de Greenwich (G).

A latitude geocêntrica (ϕ) difere da geográfica (ϕ^*), esta definida como o ângulo compreendido entre o plano do equador e a perpendicular à superfície do Elip-

sóide Internacional de Referência no ponto (P) que se considere. No entanto, a diferença entre elas, dada por

$$\phi^* - \phi = 69,6'' \text{sen}(2\phi^*), \quad (1.3.1)$$

é muito pequena (pouco mais que um minuto de arco), podendo ser negligenciada na maior parte das aplicações de rotina. Neste texto será adotada a latitude geocêntrica, referida simplesmente como latitude.

De acordo com a definição dada, é fácil compreender que os paralelos são linhas de latitude constante. Para verificar isso, tome-se um globo de plástico, que represente a Terra e um pedaço de giz, orientando este último para o centro do globo e de tal modo que sua ponta toque à superfície. Em seguida, faça-se girar o globo sem mover o pedaço de giz (mantendo inalterado o ângulo por ele formado com o plano equatorial do globo). Observe-se que sua ponta traçará um paralelo.

Por motivos que posteriormente serão explicados, os paralelos de 23° 27'N e de 23° 27'S são especiais e recebem os nomes de Trópico de Câncer e Trópico de Capricórnio, respectivamente. Os paralelos de 66° 33'N e 66° 33'S são denominados Círculo Polar Ártico e Círculo Polar Antártico, respectivamente.

Costuma-se chamar de Região Tropical à zona da superfície da Terra compreendida entre os trópicos de Câncer e Capricórnio. Alguns autores consideram que os limites da Região Tropical são os paralelos de 30° N e 30° S. As faixas situadas entre os paralelos de 30° e de 60°, em ambos os hemisférios, são ditas regiões de latitudes médias. Finalmente, às zonas mais próximas dos pólos chamam-se regiões de latitudes elevadas. Tais limites, porém, são arbitrários, servindo somente como referências gerais.

3.2 - Longitude.

Para conceituar longitude (λ) faz-se necessário fixar um meridiano de referência, a partir do qual possam ser relacionados os demais. Por acordo internacional, o meridiano escolhido como referência é o que passa no ex-Observatório de Greenwich (próximo a Londres).

Ao ângulo compreendido entre o plano do meridiano de um local qualquer (P) da superfície terrestre e o plano do meridiano de Greenwich denomina-se de longitude (λ) daquele local (Fig. 1.3). A longitude é contada a partir do meridiano de Greenwich, para leste (E) e para oeste (O), até 180°.

Os meridianos são linhas de longitude constante (Fig. 1.3) ou seja: todos os locais situados em um dado meridiano possuem a mesma longitude.

3.3 - Altitude.

A latitude e a longitude são coordenadas que possibilitam estabelecer, univocamente, a posição de pontos situados sobre a superfície lisa do globo terrestre. Uma vez que a superfície real da Terra não é lisa e que também se faz necessário determinar a posição exata de pontos localizados acima ou abaixo dela, deverá existir uma terceira coordenada.

Podia ser adotada, como terceira coordenada, o módulo do vetor posição do ponto selecionado, tomado a partir do centro da Terra. Esse critério não seria conveniente, por envolver valores muito altos (o raio médio do planeta é de 6371 km) e mesmo porque o centro da Terra não constitui uma referência "natural" para o Homem, como acontece com a superfície terrestre. Nesse sentido, revelou-se conveniente adotar, como superfície de referência, o nível médio do mar (NMM) isto é: o conjunto de pontos que definem a posição média temporal assumida pela superfície do oceano, entre a preamar e a baixa-mar. Tal posição média é obtida observando-se sistematicamente, a intervalos regulares e durante muito tempo, a oscilação da superfície oceânica em pontos selecionados da costa.

Denomina-se altitude (z) à distância vertical de um ponto ao nível médio do mar. A altitude é considerada positiva quando o ponto está acima do nível médio do mar. Assim, um avião em vôo tem altitude positiva e um submarino submerso possui altitude negativa.

Na prática, o nível médio do mar é determinado em pontos selecionados do litoral e, a partir deles, usado (como referência) para estabelecer a altitude de locais não muito distantes, por processo altimétrico. Cada ponto cuja altitude é determinada representa uma referência de nível (RN).

Vale salientar que o nível médio do mar não é uma superfície lisa e tampouco esférica, haja vista a distribuição de massa do planeta não ser uniforme. Assim, dois pontos da superfície do oceano, situados à mesma latitude, podem estar a distintas distâncias do centro da Terra e é muito difícil estabelecer essa diferença. Rigorosamente falando, portanto, não deveriam ser comparadas altitudes de locais afastados, obtidas a partir de referências determinadas (pela posição média das marés) em pontos do litoral muito distantes entre si.

A latitude (ϕ), a longitude (λ) e a altitude (z) constituem um sistema de coordenadas que possibilita determinar a posição de qualquer ponto geográfico situado à superfície terrestre ou em suas vizinhanças. A determinação da latitude e da longitude pode ser facilmente realizada com auxílio de satélites, através de equipamentos GPS (*Global Positioning System*).

A Tabela I.2 contém as coordenadas das principais cidades brasileiras.

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

TABELA I.2

COORDENADAS GEOGRÁFICAS DE ALGUMAS CIDADES BRASILEIRAS.

Localidade	Latitude	longitude	altitude
Aracaju	10° 55' S	37° 03' W	2 m
Belém	1° 28' S	48° 29' W	10 m
Belo Horizonte	19° 56' S	46° 57' W	852 m
Boa Vista	2° 49' N	60° 40' W	99 m
Brasília	15° 47' S	47° 55' W	1152 m
Campo Grande	20° 27' S	54° 37' W	567 m
Cuiabá	15° 36' S	56° 06' W	219 m
Curitiba	25° 26' S	49° 16' W	905 m
Florianópolis	27° 36' S	48° 36' W	24 m
Fortaleza	3° 46' S	38° 31' W	16 m
Goiânia	16° 40' S	49° 15' W	764 m
João Pessoa	7° 07' S	34° 53' W	5 m
Macapá	0° 02' N	51° 03' W	12 m
Maceió	9° 40' S	35° 44' W	4 m
Manaus	3° 08' S	60° 02' W	21 m
Natal	5° 46' S	35° 12' W	31 m
Niterói	22° 54' S	43° 07' W	3 m
Palmas	10° 12' S	48° 21' W	210 m
Porto Alegre	30° 02' S	51° 13' W	10 m
Porto Velho	8° 46' S	63° 46' W	98 m
Recife	8° 11' S	34° 55' W	2 m
Rio Branco	9° 58' S	67° 49' W	160 m
Salvador	12° 56' S	38° 31' W	6 m
São Luiz	2° 33' S	44° 18' W	4 m
São Paulo	23° 33' S	46° 38' W	731 m
Teresina	5° 05' S	42° 49' W	72 m
Vitória	20° 19' S	40° 19' W	2 m

Recomenda-se cuidado para não confundir altitude com "altura" e tampouco com "cota". A altura de um ponto é a distância vertical que o separa de um plano arbitrário de referência (assoalho, superfície de uma mesa ou do terreno etc.). Em topografia, o termo cota é empregado com o mesmo significado; apenas o plano de referência, para a execução de levantamentos altimétricos, é escolhido sob o plano do horizonte, podendo ou não coincidir com o nível médio do mar.

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

4. O referencial local.

Para muitos estudos meteorológicos, astronômicos, geodésicos etc., é preciso estabelecer referenciais, em determinadas posições da superfície da Terra, que constituam os locais de observação. São chamados referenciais locais e a cada um deles se pode associar o sistema de coordenadas mais apropriado ao estudo específico que se quer realizar. Referenciais assim são usados para estabelecer a posição de astros na abóbada celeste, estudar propriedades e movimentos da atmosfera e do oceano, acompanhar a trajetória de corpos não solidários à Terra etc..

Em Meteorologia, o sistema de coordenadas cartesianas (x, y, z) associado ao referencial local, com origem em um ponto (P) da superfície terrestre (Fig. 1.4 A), é definido do seguinte modo:

- o eixo P_x é tangente ao paralelo que passa em P , com o sentido positivo orientado para leste (versor \vec{i});
- o eixo P_y é tangente ao meridiano que passa em P , com o sentido positivo orientado para norte (versor \vec{j});
- o eixo P_z coincide com a linha zênite-nadir do ponto P e tem sentido positivo dirigido para o zênite local (versor \vec{k}).

Os eixos P_x e P_y estão contidos no plano do horizonte local. As componentes de um vetor na direção dos versores \vec{i} , \vec{j} e \vec{k} recebem, nesse sistema, os nomes de zonal, meridional e vertical, respectivamente. O sistema, assim definido, é particularmente útil em algumas aplicações específicas, como no estudo da dinâmica da atmosfera (em que se deseja saber a componente da velocidade do ar em cada direção).

Para outros estudos, no entanto, pode não ser o mais indicado, como seria o caso da descrição do movimento aparente de um astro (S) na abóbada celeste. Neste caso, um sistema mais interessante seria r, A, Z o qual é definido da seguinte maneira (Fig. 1.4 C):

- r é o módulo do versor posição (\vec{r}) do astro (S), tomado a partir da origem (P) do referencial;
- A , o azimute do astro observado, é o ângulo formado entre o semi-eixo P_y (direção norte do local P) e a projeção do vetor posição \vec{r} sobre o plano do horizonte, medido a partir do norte, no sentido do movimento dos ponteiros de um relógio convencional (sentido horário), podendo variar entre 0° e 360° , exclusive; e
- Z , denominado ângulo zenital, está compreendido entre a direção do versor posição (\vec{r}) do astro e a do zênite local. O ângulo zenital pode assumir valores entre 0° (zênite) e 180° (nadir).

Nesse sistema, ao complemento do ângulo zenital chama-se ângulo de elevação ($E = 90^\circ - Z$); positivo quando o ponto observado encontra-se acima do plano do horizonte e negativo no caso contrário (Fig. I.4 C).

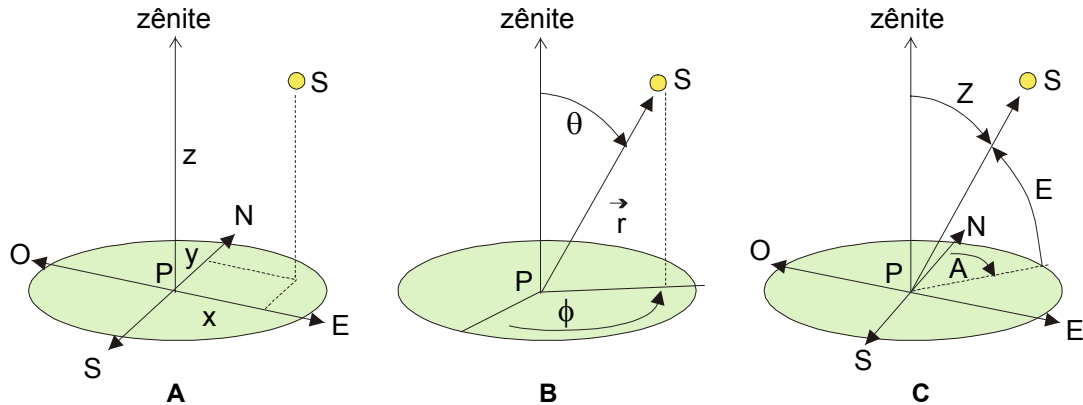


Fig. I.4 - Sistema de coordenadas cartesianas (A), esféricas (B) e esféricas modificadas (C), associado ao referencial local (com origem em um ponto P), qualquer, da superfície do globo). S designa o ponto do espaço que está sendo observado.

5. Culminação e declinação de um astro.

A abóbada celeste parece girar em torno da Terra, em decorrência do movimento de rotação deste planeta em torno do seu eixo norte-sul. O movimento aparente da abóbada celeste alimentou durante séculos a ilusão científica chamada sistema geocêntrico, que preconizava ser a Terra o centro do Universo.

Em um dado instante, em decorrência do movimento aparente da abóbada celeste, considere-se que o centro de um astro qualquer se situe no plano de um meridiano. Em relação àquele meridiano, diz-se que o astro culminou naquele mesmo instante.

O meio-dia solar verdadeiro (não necessariamente o indicado pelo relógio) é definido como o exato momento da culminação do Sol no meridiano do observador e, portanto, ocorre simultaneamente em todos os pontos do meridiano em questão. A culminação também é chamada de passagem meridiana.

A culminação é dita zenital no único ponto do meridiano em que a posição do centro do astro coincide com o zênite local. A culminação zenital é um caso particu-

lar de culminação. Quando o Sol culmina zenitalmente (o que é relativamente raro), a sombra de uma haste retilínea, instalada a prumo, confunde-se com sua própria projeção. No caso da culminação não zenital do Sol, a sombra da citada haste estará dirigida para o norte ou para o sul, dependendo da posição do Sol.

Ao ângulo compreendido entre o plano do equador e o vetor posição de um astro, tomado desde o centro da Terra, dá-se o nome de declinação do astro em questão. A declinação (δ), em um dado instante, equívale à latitude do local aonde o astro culmina zenitalmente nesse mesmo instante.

6. Movimentos da Terra.

O Sol se desloca pelo espaço em direção a um ponto da esfera celeste situado nas proximidades da estrela Vega, resultado do movimento da galáxia (Via Láctea) onde se encontra, arrastando consigo todos os astros que compõem o Sistema Solar. Observando-se o Sistema Solar de um referencial imóvel, situado fora da galáxia (Fig. 1.5 A), verifica-se que a Terra descreve em torno do Sol uma trajetória em hélice elíptica (algo parecida com a impropriamente chamada 'espiral' dos cadernos escolares).

De um modo geral, porém, em Meteorologia não se está interessado nos movimentos absolutos da Terra, mas naqueles relativos ao Sol. Exatamente por isso, considera-se o Sol imóvel no espaço, ocupando um dos focos da elipse que passa a constituir a órbita terrestre. Desse modo, o movimento helicoidal (tridimensional) da Terra em redor do Sol passa a se efetuar em um plano (bidimensional), que se chama de plano da eclíptica (Fig. 1.5 B), no qual se situam os centros dos dois astros (Segunda Lei de Kepler).

Rigorosamente falando, o centro da Terra descreve uma trajetória suavemente ondulada em torno do Sol, pois a elipse orbital é descrita pelo centro de massa Terra-Lua, localizado pouco abaixo da superfície terrestre. Como a Lua efetua um movimento de translação em redor da Terra, é fácil compreender que este satélite ora se encontra do lado interno, ora do lado externo da órbita, ocupando o centro da Terra posição oposta. O movimento cambaleante da Terra, no entanto, é muito suave e passa inteiramente despercebido nas aplicações de interesse à Meteorologia.

Outro aspecto que se deve levar em conta é o fato da elipse orbital ter uma excentricidade (e) da ordem de 0,0167, ou seja, é quase uma circunferência. A metade do eixo maior dessa elipse é tem cerca de 149.680.000 km, que é a distância média Terra-Sol. Logo, o produto $149.680.000 (1 + e)$ km equívale à máxima distância Terra-Sol, que se verifica no início de julho (afélio). A menor distância Terra-Sol (periélio) que ocorre no início de janeiro é $149.680.000 (1 - e)$ km.

Em geral, a distância (D) Terra-Sol é expressa em termos da distância média (D_m) através da relação:

$$R = D/D_m. \quad (1.6.1)$$

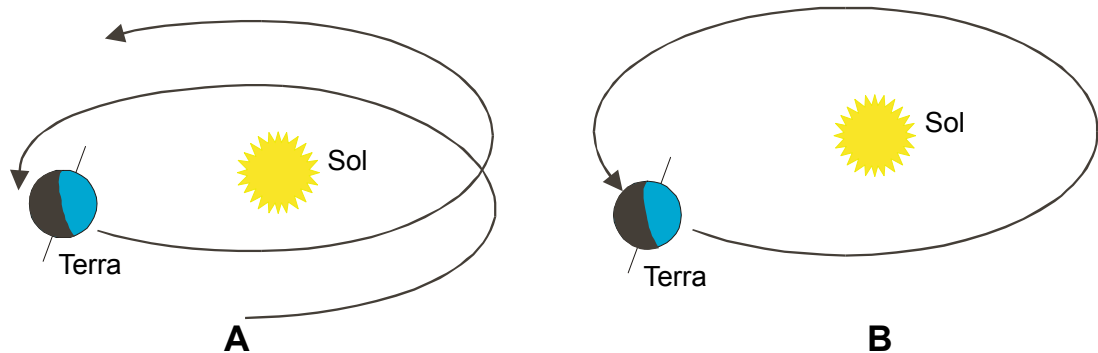


Fig. 1.5 - Movimento da Terra em torno do Sol visto por um observador situado fora da galáxia (A) e no Sol (B).

Valores exatos de R, para um dia determinado, podem ser obtidos no Anuário Astronômico, publicado pela Universidade de São Paulo.

A fórmula seguinte, devida a G. W. Robertson e D. A. Russelo (Won, 1977), embora forneça resultados aproximados, é útil para cálculos de R feitos através de microcomputadores, dispensando o enfadonho manuseio de tabelas:

$$\begin{aligned} 1/R = & 1 - 0,0009464\text{sen}(F) - 0,01671\text{cos}(F) - 0,0001489\text{cos}(2F) \\ & - 0,00002917\text{sen}(3F) - 0,0003438 \text{cos}(4F). \end{aligned} \quad (1.6.2)$$

Nessa relação, F (em graus) simboliza a fração angular do ano correspondente à data escolhida, ou seja:

$$F = 360^\circ D/365, \quad (1.6.3)$$

em que D indica o número de ordem do dia considerado (D = 1 em primeiro de janeiro, D = 41 em 10 de fevereiro etc.), tomando-se fevereiro sempre com 28 dias. Estimativas de R, obtidas através da equação 1.6.2 figuram na Tabela 1.3.

6.1 - Solstícios e equinócios.

O plano do equador forma com o da órbita um ângulo de, aproximadamente, $23^{\circ} 27'$ (Fig. I.6). Isso significa que o eixo da Terra tem a mesma inclinação com respeito à vertical do plano da eclíptica, o que provoca efeitos extremamente importantes.

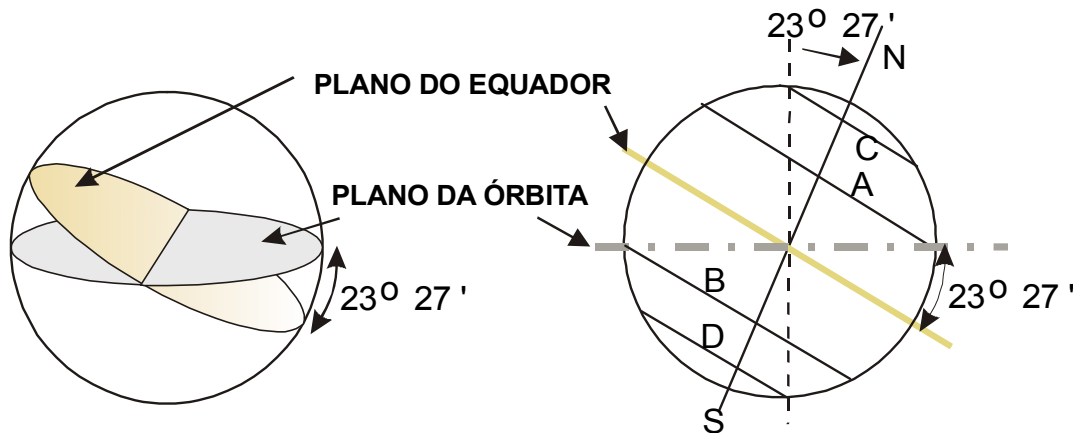


Fig. I.6 - O plano do equador forma um ângulo de $23^{\circ} 27'$ com o plano da órbita, o que permite estabelecer, geometricamente, os trópicos (A e B) e os círculos polares (C e D).

Para que se possa visualizar melhor tais efeitos é necessário que se entenda como varia a declinação do Sol ao longo do ano. Com esse objetivo, considere-se um observador hipoteticamente instalado no centro da Terra, girando com ela. Por causa do movimento de rotação, esse observador veria o Sol mover-se em redor da Terra, deslocando-se de leste para oeste (já que a Terra gira de oeste para leste). Veria, ainda, que a posição do Sol, a uma mesma hora, mudaria de um dia para outro, ou seja: que sua declinação variaria com o tempo. Caso aquele hipotético observador marcasse, a cada instante, o ponto de interseção do vetor posição do Sol com a superfície do globo terrestre, constataria formar-se uma linha helicoidal (de passo bem pequeno) que, durante um ano, iria do Trópico de Capricórnio ao de Câncer e retornaria ao de Capricórnio. De fato (Fig. I.7), a declinação do Sol aumenta desde $-23^{\circ} 27'$ até $+23^{\circ} 27'$ entre 21 de dezembro e 22 de junho; nos seis meses seguintes, de 22 de junho a 21 de dezembro, reduz-se de $+23^{\circ} 27'$ a $-23^{\circ} 27'$.

A mudança da declinação do Sol com o tempo está associada ao movimento de translação da Terra e é causada exclusivamente pela inclinação do eixo terrestre. Dela decorre o movimento aparente meridional do Sol, facilmente percebido quando se observa, dia a dia, a posição da sombra projetada por um obstáculo, a uma mesma hora (preferencialmente quando da culminação do Sol).

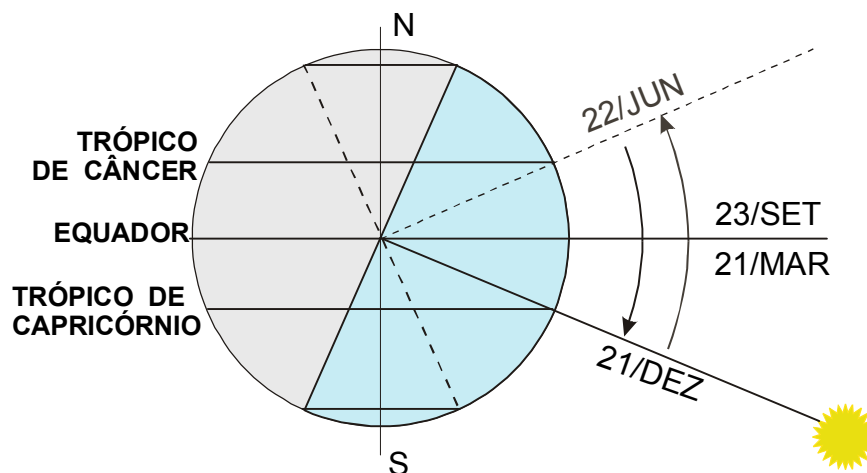


Fig. I.7 - Movimento anual aparente do Sol na direção meridional, decorrente da inclinação do eixo da Terra.

Para exemplificar, imagine-se um habitante da Região Tropical, vivendo em local não muito afastado do equador, e que, sistematicamente, tivesse o hábito de observar a própria sombra, no momento da culminação do Sol (meio-dia solar). Essa pessoa notaria que, em uma certa época do ano, sua sombra, àquela hora, estaria orientada para o norte e no restante do ano para o sul. Observaria, ainda, que o comprimento da sombra mudaria, dia a dia, atingindo um tamanho máximo para o lado norte e outro (diferente do primeiro) para o lado sul. Caso a pessoa residisse no Hemisfério Sul, o comprimento máximo anual da sombra ocorreria em 22 de junho e ela estaria orientada para o sul àquela hora. Reciprocamente, em se tratando de um habitante do Hemisfério Norte, o maior comprimento anual da sombra seria observado em 21 de dezembro, mas ela estaria dirigida para o norte.

Tais observações somente podem ser explicadas pelo movimento aparente anual do Sol na direção norte-sul. De fato, analisando a Fig. I.7 verifica-se que:

- a declinação do Sol varia entre $+23^{\circ} 27'$ (em 22 de junho) e $-23^{\circ} 27'$ (em 21 de dezembro), aproximadamente;
- em latitudes intertropicais o Sol culmina, zenitalmente, duas vezes por ano; nos trópicos de Câncer e Capricórnio apenas uma vez; e
- durante cerca de seis meses o Sol ilumina mais um Hemisfério que o outro (o que provoca a mudança das estações do ano).

Devido ao mencionado movimento helicoidal do vetor posição do Sol (em relação ao referencial geocêntrico) este astro culmina zenitalmente a cada instante em paralelos diferentes isto é: a culminação zenital do Sol, em um dado instante, acontece em relação a um único ponto de cada paralelo.

Culminações zenitais do Sol em pontos dos trópicos e do equador são eventos denominados solstícios e equinócios, respectivamente. Durante o ano ocorrem dois solstícios: 22 de junho, no Trópico de Câncer e 21 de dezembro, no de Capricórnio. Os equinócios, também em número de dois, verificam-se em 21 de março e em 23 de setembro. Essas datas são aproximadas porque acontece um ano bissexto (fevereiro com 29 dias) a cada quatro anos.

6.2 - Precessão dos equinócios.

A interseção do plano da eclíptica com o globo terrestre forma uma linha, chamada eclíptica, que pode ser projetada na abóbada celeste. A eclíptica representa a trajetória aparente do Sol cruzando as constelações zodiacais. Em outras palavras, se um observador, ao meio-dia solar, projetasse o centro do disco do Sol na abóbada celeste, diariamente, ao final de um ano teria obtido uma sucessão de pontos que, unidos, formariam a eclíptica.

Por ocasião dos equinócios, o centro do Sol situa-se na linha de interseção do plano da eclíptica com o do equador, chamada linha dos equinócios (Fig. I.15). No momento dos equinócios, portanto, o centro do disco solar está projetado na abóbada celeste em uma das interseções do equador celeste com o plano da eclíptica. Ao local da esfera celeste ocupado pelo Sol no instante do equinócio de março, chama-se ponto vernal.

A localização do ponto vernal na abóbada celeste, tomada em relação às estrelas aparentemente fixas, muda com o tempo, afastando-se cerca de 50" para oeste a cada ano. Esse deslocamento decorre do fato do eixo norte-sul da Terra executar um cone no espaço (ou seja, os pólos terrestres giram em torno da vertical do plano da órbita), uma vez a cada 25.800 anos, aproximadamente, fenômeno conhecido como precessão dos equinócios. Devido à precessão dos equinócios, o ponto vernal (e, portanto, a linha dos equinócios) efetua uma volta completa na eclíptica a cada 25.800 anos (Mascheroni, 1952).

O deslocamento do ponto vernal, provocado pelo movimento de precessão do eixo da Terra — semelhante ao que se observa no eixo de um pinhão em movimento — faz com que a orientação do eixo da Terra, em um dado ponto da órbita, mude 180° a cada 13.400 anos. Como consequência disto, no início do verão do Hemisfério Sul a Terra estará no trecho da órbita mais afastado do Sol daqui a 13.400 anos, enquanto que, atualmente, está no mais próximo. Isso, no entanto, não altera as datas de início das estações do ano que continuam estabelecidas em função dos instantes dos solstícios e equinócios (independentemente da posição da Terra na órbita). Haverá certamente uma pequena diferença no fluxo de energia solar que, atualmente, é maior exatamente no verão do Hemisfério Sul (devido à proximidade do Sol) e daqui a 13.400 será no verão do Hemisfério Norte. A diferença, no entanto, não é grande haja vista que a órbita terrestre é quase circular (quando se

considera o Sol imóvel).

6.3 - Cálculo da declinação do Sol.

Muito embora a declinação do Sol varie continuamente com o tempo, em Meteorologia ela é considerada como se fosse uma função discreta, assumindo-se que seu valor não muda ao longo de um dia. O cálculo da declinação do Sol, sob essa hipótese, torna-se muito mais simples do que aquele exigido para fins astronômicos.

Segundo Won (1977), G. W. Robertson e D. A. Russelo recomendam a seguinte expressão para o cálculo bem aproximado da declinação (δ) do Sol:

$$\begin{aligned} \delta = & 0,3964 + 3,631 \operatorname{sen}(F) - 22,97 \operatorname{cos}(F) + 0,03838 \operatorname{sen}(2F) \\ & - 0,3885 \operatorname{cos}(2F) + 0,07659 \operatorname{sen}(3F) \\ & - 0,1587 \operatorname{cos}(3F) - 0,01021 \operatorname{cos}(4F) \end{aligned} \quad (1.6.4)$$

sendo F dado (em graus) pela equação 1.6.3. Trata-se de uma fórmula útil para cálculos com microcomputadores.

Quando uma aproximação um pouco mais grosseira é permitida, pode-se usar uma fórmula bem simples (Klein, 1977), que assume a órbita da Terra como circular e também se baseia no número de ordem (D) do dia em questão:

$$\delta = 23,45^\circ \operatorname{sen}[360^\circ (284 + D) / 365]. \quad (1.6.5)$$

Em ambas as fórmulas (1.6.4 e 1.6.5) a declinação do Sol é fornecida em graus e décimos (veja-se que $0,1^\circ = 6'$).

A última expressão tem a grande vantagem de facilitar o cálculo direto. Embora aproximados, seus resultados encontram-se dentro da faixa de erro normalmente aceita nas aplicações agrônômicas e meteorológicas rotineiras. Os maiores desvios entre os valores reais (astronômicos) e aqueles estimados pela fórmula anterior, se verificam nas proximidades das épocas dos equinócios quando, de fato, a declinação do Sol varia mais rapidamente com o tempo.

Valores da declinação do Sol, obtidos a partir das equações 1.6.4 e 1.6.5, constam da Tabela 1.3, para fins de comparação. As datas que figuram nessa tabela foram escolhidas de modo a tornar cada estimativa de δ o mais próximo possível do valor mais representativo do respectivo mês, que não é necessariamente aquele correspondente ao dia 15.

TABELA I.3

ESTIMATIVAS DO MÓDULO DO VETOR POSIÇÃO (R) DA TERRA E DA DECLINAÇÃO DO SOL (δ) EM DATAS SELECIONADAS (EQUAÇÕES I.6.4 E I.6.5).

D	DATA	R (I.6.2)	δ° (I.6.4)	δ° (I.6.5)
17	17 JANEIRO	0,9834	-20,90	-20,92
47	16 FEVEREIRO	0,9881	-12,59	-12,95
75	16 MARÇO	0,9945	- 2,04	- 2,42
105	15 ABRIL	1,0030	9,47	9,41
135	15 MAIO	1,0111	18,68	18,79
162	11 JUNHO	1,0152	23,03	23,08
198	17 JULHO	1,0161	21,33	21,18
228	16 AGOSTO	1,0129	13,99	13,46
258	15 SETEMBRO	1,0053	3,33	2,22
288	15 OUTUBRO	0,9968	- 8,22	- 9,60
318	14 NOVEMBRO	0,9895	-18,02	-18,91
344	10 DEZEMBRO	0,9846	-22,83	-23,05

D é o número de ordem do dia, no ano.

7. Estações do ano.

Uma translação da Terra está dividida em quatro períodos, denominados de estações do ano (Fig. I.8), que duram cerca de três meses cada e se caracterizam por condições atmosféricas próprias e típicas.

Os solstícios e os equinócios são os eventos que estabelecem o início das estações do ano em cada hemisfério. Como consequência da inclinação do eixo da Terra ser praticamente constante, a área iluminada pelo Sol em cada Hemisfério varia ao longo do ano. Exatamente por isso, o Hemisfério Sul recebe mais energia solar que o Hemisfério Norte entre 23 de setembro e 21 de março (do ano seguinte), sendo que o máximo de suprimento energético (maior área iluminada) coincide com o solstício de dezembro. De 21 de março a 23 de setembro o Hemisfério Sul recebe menos energia solar que o Hemisfério Norte. O suprimento energético mínimo (menor área iluminada) acontece por ocasião do solstício de junho. Com o Hemisfério Norte dá-se exatamente o oposto, em relação às datas desses eventos.

Devido àquela alternância de aquecimento, a data do início de cada estação do ano em um hemisfério é defasada de seis meses em relação à do outro. No Hemisfério Sul, o verão começa no solstício de dezembro e o inverno no de junho; a primavera se inicia no equinócio de setembro e o outono no de março. No Hemisfério

Norte, o princípio do verão dá-se no solstício de junho, cerca de seis meses depois de ter começado a mesma estação no Hemisfério Sul.

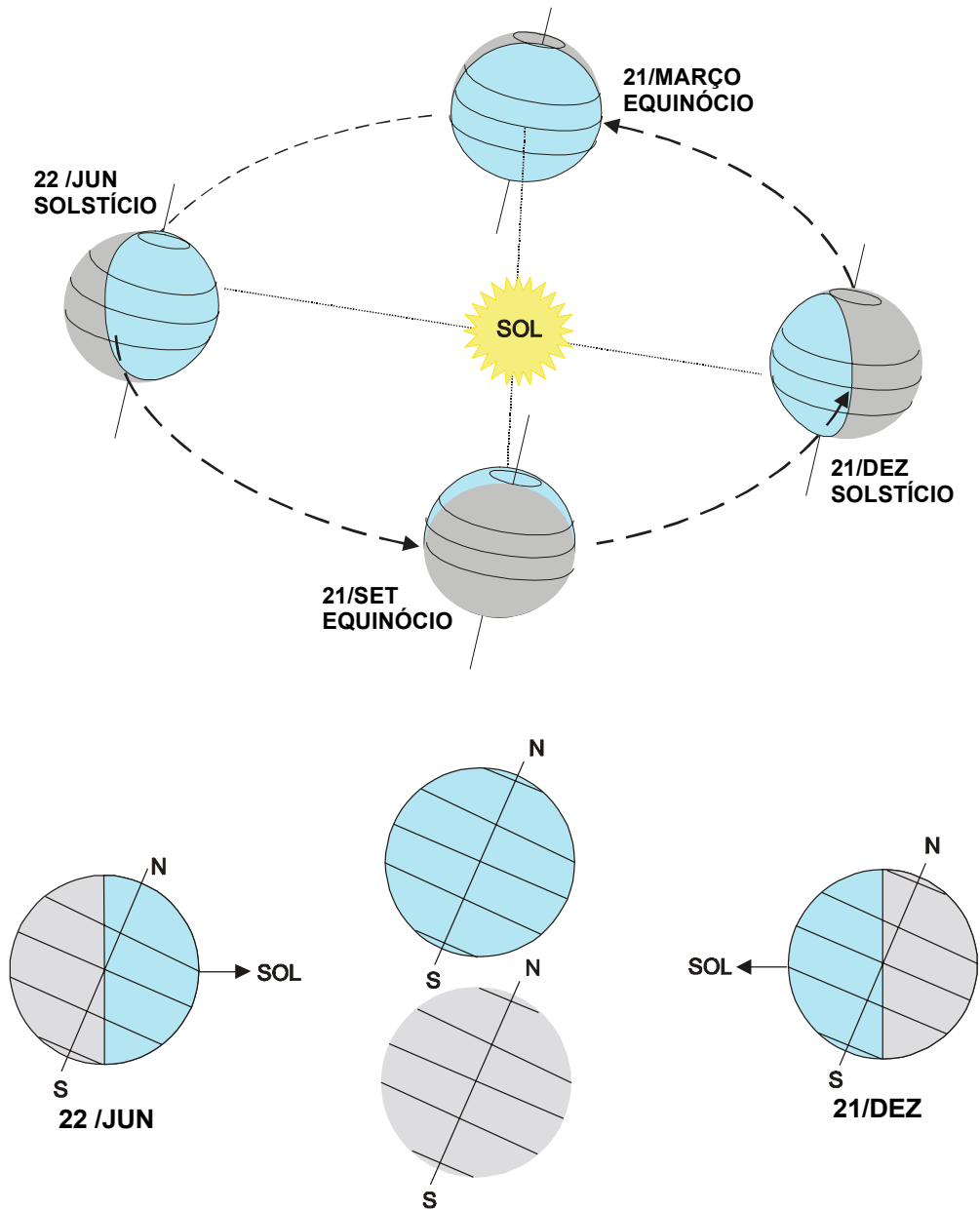


Fig. I.8 - Início das estações do ano. Note-se (abaixo) que a inclinação do eixo da Terra, em relação ao plano da órbita, mantêm-se praticamente constante.

As mudanças no comportamento médio da atmosfera, causadas por diferenças no aquecimento da superfície, são expressas principalmente em termos de variações na temperatura média, tanto mais acentuadas quanto mais afastada da faixa equatorial estiver a região que se considere. Alterações no aquecimento, porém, não afetam apenas a temperatura mas interferem na umidade do ar, nos ventos predominantes, na chuva etc., aspectos que serão oportunamente comentados neste texto.

Na zona equatorial praticamente não se notam diferenças no comportamento da atmosfera entre as estações; em geral, apenas uma pequena queda na temperatura do ar é observada.

Nas demais zonas da Terra, no entanto, as diferenças observadas no comportamento médio da atmosfera são bem mais acentuadas e aumentam na direção dos pólos. A vegetação nativa costuma responder a essas mudanças, às quais ajustam suas fases de desenvolvimento. Sabe-se, por exemplo, que muitas das árvores que vegetam nas latitudes médias perdem suas folhas durante o outono, deixando um tapete colorido nas calças. Por outro lado, após um inverno rigoroso, que em geral atravessam em hibernação (mínima atividade biológica), as plantas daquelas regiões iniciam uma intensa atividade vegetativa com a chegada da primavera, que é a estação das flores. Assim, os frutos vão crescer durante o verão, quando ocorrem as maiores temperaturas e a máxima atividade fotossintética. Comportamentos semelhantes são claramente notados em muitas plantas que vegetam nos estados do Sul do Brasil.

No Nordeste brasileiro o termo "inverno" é coloquialmente usado no sentido de "época chuvosa", provavelmente pelo fato das chuvas, em certas áreas, serem mais comuns no período compreendido entre maio e julho, como se verifica no litoral dos estados da Paraíba, Pernambuco, Alagoas etc.

8. Variação do fotoperíodo.

Por causa da rotação da Terra, a luz solar ilumina metade da superfície deste planeta a cada instante, originando a alternância dos dias e noites. Como o eixo terrestre é inclinado, acontece que a porção iluminada de cada paralelo varia com a época do ano. Somente por ocasião dos equinócios é que a metade de cada paralelo está iluminada. Portanto, a duração dos dias (e, evidentemente, também a das noites) varia ao longo do ano, exceto no equador, onde duram sempre cerca de 12 horas cada, como será oportunamente demonstrado.

Define-se fotoperíodo, ou duração efetiva do dia, como o intervalo de tempo transcorrido entre o nascimento e o ocaso do Sol, em determinado local e data. O fotoperíodo não é o período total de iluminação, o qual inclui os crepúsculos matutino e vespertino, quando o local recebe luz solar indiretamente (o disco solar não é se-

quer parcialmente visível). Para fins civis o crepúsculo matutino (aurora) se inicia e o crepúsculo vespertino (ocaso) termina quando o centro do disco solar se encontra a 6° abaixo do plano do horizonte local (18° para os respectivos crepúsculos astronômicos).

A fim de que se obtenha o fotoperíodo numa data qualquer, é preciso que se determinem os instantes do nascimento e do ocaso do Sol. Mas, tanto um como outro, podem ser interpretados de modo diferente, conforme seja adotado o ponto de vista geométrico, ou não.

Sob o ponto de vista estritamente geométrico, o nascimento e o ocaso do Sol ocorrem quando o centro do disco solar aparentemente coincide com o plano do horizonte local. Na prática, porém, o nascimento e o ocaso do Sol são definidos como os instantes em que o bordo do disco solar parece tangenciar o plano do horizonte local, supostamente desobstruído. Nessas ocasiões, a verdadeira posição do centro do disco solar é $50'$ abaixo daquele plano. Isso advém do fato do raio daquele disco subtender um arco de $16'$ e da refração atmosférica aumentar em cerca de $34'$ o ângulo de elevação do Sol, quando próximo à linha do horizonte (List, 1971). Em outras palavras, o desvio sofrido pela luz solar ao atravessar a atmosfera, torna o Sol visível mesmo quando, geometricamente, se encontra sob o plano do horizonte do observador. Por comodidade de exposição, o efeito da refração da atmosfera será inicialmente ignorado. Quando for abordado o processo de cálculo do fotoperíodo, esse efeito será retomado.

Ainda sob o ponto de vista geométrico, antes do nascimento do Sol existe iluminação direta, pois uma parte do disco solar já se encontra acima do plano do horizonte local. Também, ao fim da tarde, a despeito do centro do disco solar ter cruzado o plano do horizonte, o observador continua recebendo luz direta por algum tempo, até que o bordo desse astro desapareça. Nas regiões tropicais a diferença entre os conceitos geométrico e não geométrico do nascimento e do ocaso do Sol pode significar apenas alguns minutos adicionais de iluminação. Nas zonas polares, entretanto, essa diferença pode representar alguns dias de luz a mais. Nos pólos, de fato, como o ângulo de elevação do Sol é sempre igual a sua declinação, aquela diferença torna-se expressiva.

Não se deve confundir fotoperíodo com insolação. Esta representa o número de horas nas quais, durante um dia, o disco solar é visível para um observador situado à superfície terrestre, em local com horizonte desobstruído. A insolação é, pois, o intervalo total de tempo (entre o nascimento e o ocaso) em que o disco solar não esteve oculto por nuvens ou fenômenos atmosféricos de qualquer natureza. A insolação é sempre menor ou (no máximo) igual ao fotoperíodo, sendo este designado como insolação máxima teoricamente possível.

8.1 - Análise do fotoperíodo sob o ponto de vista geométrico.

Na análise que se segue, três simplificações serão adotadas:

- a refração da atmosfera não será levada em conta;
- será utilizado o conceito geométrico de nascimento e de ocaso do Sol; e
- a variação da declinação do Sol entre o nascimento e o ocaso não será considerada.

As duas primeiras hipóteses certamente causam erros grosseiros no cálculo do fotoperíodo para locais situados nas vizinhanças dos pólos, como se viu, mas não acarretam grandes alterações em se tratando de locais situados na zona tropical. Mesmo assim, será oportunamente comentado o processo para corrigir os erros por elas introduzidos. A última aproximação é prática corrente em Meteorologia, já que o erro cometido ao assumi-la é pequeno (o mesmo não poderia ser dito em Astronomia).

A análise geométrica da variação do fotoperíodo com a latitude em cada estação do ano será feita com base na Fig. 1.9, elaborada a partir do fato de que os raios solares são praticamente paralelos à linha que une o centro da Terra ao do Sol. Note-se que, por razões puramente didáticas, manteve-se a Terra numa posição fixa, com eixo indicado (Fig. 1.9), enquanto que a direção do Sol é alterada em A, B e C, tal como seria percebida por um observador situado na superfície terrestre. Na citada figura, em cada latitude, o dia (noite) depende da parte iluminada (escura) do respectivo paralelo.

8.1.1 - Solstício de dezembro.

No momento do solstício de dezembro o Sol culmina zenitalmente em um ponto do Trópico de Capricórnio (Fig. 1.7), iluminando mais da metade do Hemisfério Sul e menos da metade do outro (Fig. 1.9-A). Naquela ocasião, o Sol se encontra a $23^{\circ} 27'$ abaixo do plano do horizonte do Pólo Norte e a $23^{\circ} 27'$ acima desse plano no Pólo Sul. No Círculo Polar Ártico o centro do disco solar situa-se precisamente no plano do horizonte, no instante do solstício.

Analisando-se as porções iluminada (dia) e não iluminada (noite) de cada paralelo (Fig. 1.9-A), verificam-se os fatos relatados adiante.

- a) Na região compreendida entre o Pólo Norte e o Círculo Polar Ártico ($66^{\circ} 33'N$), os paralelos não estão iluminados, revelando que o Sol não está acima do plano do horizonte, em nenhum momento do dia. Isso significa que, em 21 de dezembro, o fotoperíodo é nulo em toda aquela região. De fato, levando em conta o nasci-

mento real do Sol, uma parte do disco solar ainda é vista em latitudes um pouco ao norte do próprio Círculo Polar Ártico, dando uma volta completa em torno do observador, durante esse dia. O fotoperíodo, portanto, somente será rigorosamente nulo para latitudes situadas um pouco mais ao norte do paralelo de $66^{\circ} 33'N$.

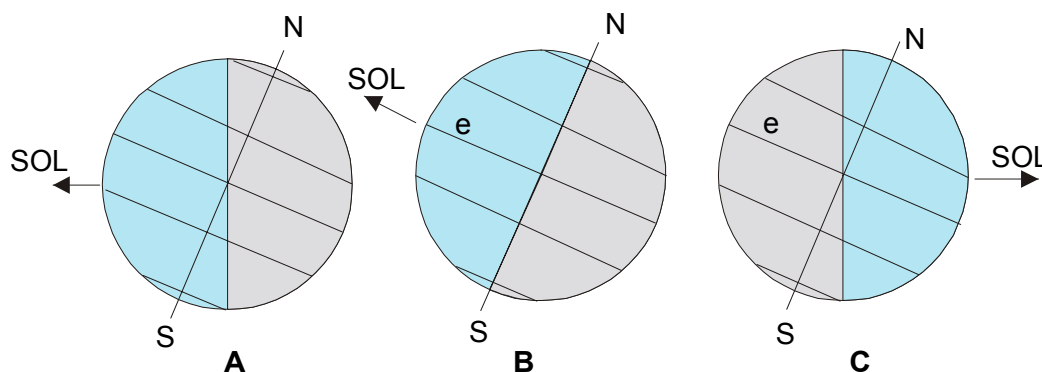


Fig. I.9 - Parte iluminada (dia) e não iluminada (noite) da Terra por ocasião do solstício de dezembro (A), dos equinócios de março e setembro (B) e do solstício de junho (C).

- b) Entre o Círculo Polar Ártico e o Círculo Polar Antártico, aumenta a fração de cada paralelo que é iluminada pelo Sol, respectivamente, de 0 para 1 (Fig. I.9-A), passando por 0,5 no equador. Daqui se depreende que o fotoperíodo cresce, gradualmente, à medida que, partindo de $66^{\circ} 33'N$, caminha-se para $66^{\circ} 33'S$, variando de 0 a 24 horas, respectivamente. Observa-se, assim, que o fotoperíodo:
- é de 12 horas no equador;
 - é menor que 12 horas no Hemisfério Norte (aliás, nessa data, atinge seu valor anual mínimo em cada latitude deste hemisfério);
 - é maior que 12 horas no Hemisfério Sul (alcançando o máximo valor anual em cada latitude sul).
- c) Finalmente, ao sul do Círculo Polar Antártico (até o Pólo Sul), os paralelos apresentam-se totalmente iluminados (Fig. I.9-A), indicando que o Sol não se põe nesse dia (apenas parece descrever uma volta completa em torno do observador). Pode-se inferir que, em toda essa zona, o fotoperíodo é de 24 horas.

O solstício de dezembro estabelece o início do verão do Hemisfério Sul e o do inverno no Hemisfério Norte.

8.1.2 - Equinócio de março.

Cerca de três meses depois, o Sol se encontra culminando zenitalmente em um ponto do equador (equinócio). Tal como se depreende da análise da Fig. I.9-B, a metade de todos os paralelos apresenta-se iluminada, mostrando que o fotoperíodo tem 12 horas em todas as latitudes, exceto nos Pólos. Em ambos, no momento do equinócio, o centro do disco solar cruza o plano do horizonte, prenunciando que o período de iluminação está terminando no Pólo Sul e começando no Pólo Norte.

O equinócio de 21 de março determina o princípio do outono do Hemisfério Sul e o da primavera no Hemisfério Norte.

8.1.3 - Solstício de junho.

Continuando seu percurso pelo espaço, a Terra assume a posição orbital correspondente ao solstício de junho (Fig. I.8), quando o Sol culmina no zênite de um ponto do Trópico de Câncer (Fig. I.7). Naquela ocasião, sua declinação é de $+23^{\circ} 27'$ e, portanto, o centro do Sol se encontra a $23^{\circ} 27'$ abaixo do plano do horizonte, no Pólo Sul e a igual ângulo acima desse plano, no Pólo Norte. Atualmente, isto se dá em 22 de junho e marca o início do inverno no Hemisfério Sul e o do verão no Hemisfério Norte.

Identificando-se as porções iluminada (dia) e não iluminada (noite) de cada paralelo (Fig. I.9-C), notam-se os fatos mencionados a seguir.

- Entre o Pólo Norte e o Círculo Polar Ártico ($66^{\circ} 33'N$), todos os paralelos estão inteiramente iluminados e, portanto, o Sol é visível, durante todo o dia. Isto corresponde a um fotoperíodo de 24 horas.
- Partindo do Círculo Polar Ártico até o Antártico, a parte iluminada de cada paralelo diminui, progressivamente de 1 para 0, assumindo o valor 0,5 exatamente no equador. Nessa situação, portanto, o fotoperíodo passa de 24 horas (a $66^{\circ} 33'N$) para zero (um pouco ao sul de $-66^{\circ} 33'S$). Em 22 de junho, então, o fotoperíodo é:
 - igual a 12 horas no equador;
 - superior a 12 horas em todo o Hemisfério Norte (maior valor anual em cada latitude norte);
 - inferior a 12 horas em todo o Hemisfério Sul (menor valor anual em cada latitude sul).
- ao sul do Círculo Polar Antártico nenhum paralelo está iluminado (Fig. I.9-C), indicando que o Sol não é visível em nenhum momento do dia, o que implica fotoperíodo nulo. Também neste caso, rigorosamente fa-

lando, o Sol ainda é parcialmente visto, mesmo um pouco ao sul do Círculo Polar Antártico.

8.1.4 - Equinócio de setembro.

Enfim, a Terra atinge a posição da órbita em que ocorre o equinócio de setembro (Fig. 1.8), quando a declinação do Sol volta a ser nula. Nessa ocasião, metade de cada paralelo acha-se iluminada, de onde se conclui que o fotoperíodo é de 12 horas em todas as latitudes. Nos pólos porém, o centro do disco solar cruza o plano do horizonte no momento do equinócio, anunciando o início do período anual de iluminação no Pólo Sul (e o fim desse período no Pólo Norte).

O equinócio de setembro acontece, atualmente, no dia 23 e caracteriza o princípio da primavera no Hemisfério Sul e o do outono no Hemisfério Norte.

8.1.5 - Conclusões gerais da análise geométrica.

Além do exposto, várias conclusões importantes podem ser tiradas da análise geométrica, enumeradas a seguir.

- 1 - Nos pólos há apenas um dia e uma noite durante o ano, com duração de cerca de 6 meses cada. O nascimento (ponto de vista geométrico) do Sol, coincide com o equinócio da primavera e o ocaso com o do outono, do correspondente hemisfério. Portanto, o dia polar transcorre durante a primavera e o verão; a noite no outono e no inverno.
- 2 - Ainda nos pólos, o ângulo que o disco solar forma com o plano do horizonte é sempre igual à declinação do Sol. Como consequência, durante o "dia polar", o Sol descreve um movimento aparentemente circular e contínuo em torno da linha zênite-nadir do observador.
- 3 - No equador os dias e as noites têm duração praticamente igual a 12 horas, durante todo o ano.
- 4 - Em qualquer latitude de um dado hemisfério, o fotoperíodo aumenta do início do inverno até o final da primavera e diminui a partir do princípio do verão, até o final do outono.
- 5 - Em cada latitude, o fotoperíodo atinge o valor máximo anual na data em que se inicia o verão do hemisfério correspondente; o valor mínimo se verifica na data em que se inicia o inverno desse mesmo hemisfério.

8.2 - Cálculo do ângulo zenital do Sol.

Tal como definido, quando se tratou do referencial local, ao ângulo compreendido entre o vetor posição do Sol e a vertical local, em um dado instante, chama-se ângulo zenital (Z) do Sol. Naturalmente, o ângulo zenital do Sol pode ser medido com o auxílio de um teodolito, de um clinômetro, de um telescópio etc., desde que um filtro apropriado seja superposto à lente ocular do instrumento (do contrário o observador pode sofrer danos irreparáveis na vista). Torna-se muito mais prático, porém, calculá-lo em função de variáveis conhecidas. Para tanto, considere-se um referencial geocêntrico e heliossíncrono (Fig. I.10), ao qual está associado o seguinte sistema de coordenadas:

- o eixo oz coincide com o eixo da Terra, tendo o sentido positivo orientado para o zênite do Pólo Norte;
- o eixo oy está representado pela projeção, sobre o plano do equador, do vetor posição do Sol, tomado a partir do centro da Terra, onde se fixou a origem do referencial; e
- o eixo ox é perpendicular aos outros dois.

Já que o eixo oy depende da posição do Sol (heliossincronismo), os eixos ox e oy giram em torno do eixo terrestre, acompanhando o movimento aparente anual do próprio Sol na eclíptica. Os eixos ox e oy , portanto, descrevem uma volta por ano no equador celeste.

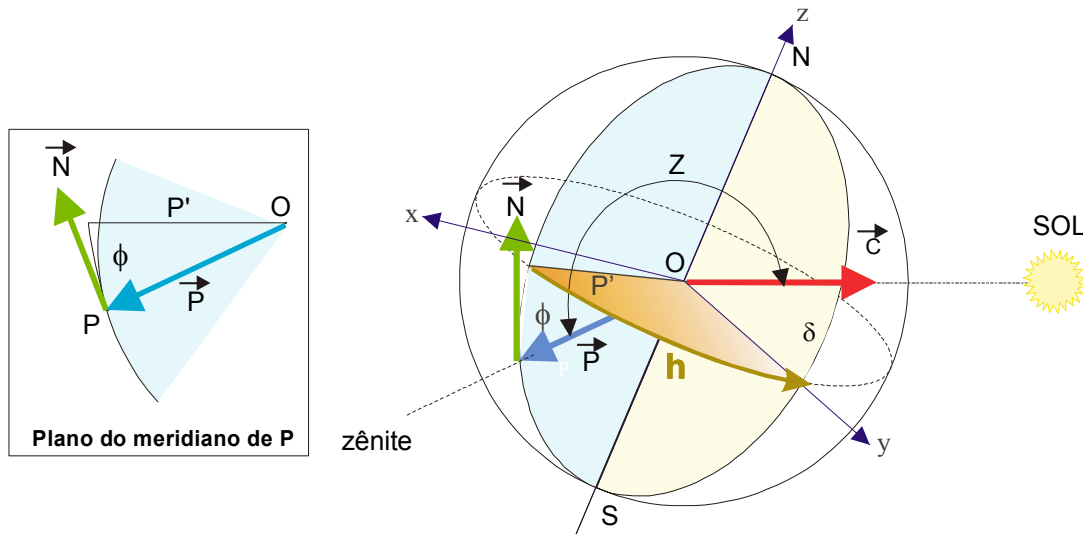


Fig. I.10 - Referencial geocêntrico heliossíncrono (x, y, z), para determinar o ângulo zenital (Z) do Sol, em função da latitude (ϕ) do local (P), do ângulo horário (h) e da declinação (δ) do Sol. No detalhe, vista lateral dos versores dirigidos para o Norte (\vec{N}) e o zênite (\vec{P}) de P .

Admitindo, como de hábito em Meteorologia, que a vertical local de um ponto (P) qualquer da superfície da Terra, confunde-se com o prolongamento do raio terrestre nesse mesmo ponto, seja:

\vec{P} , o versor vertical local do ponto genérico P;

\vec{C} , o versor posição do centro do disco solar;

\vec{N} , o versor norte, tangente ao meridiano em P; e

h , o ângulo horário, compreendido entre os planos dos meridianos que contém P e o centro do disco solar, no instante dado.

Note-se que h traduz o ângulo que a Terra deverá girar para que o Sol passe a culminar num ponto do meridiano de P (Fig. I.10). Em um dado instante, h é o ângulo existente entre as projeções dos versores \vec{P} e \vec{C} sobre o plano do equador. Esta última projeção define o próprio eixo oy do referencial geocêntrico heliossíncrono.

Os componentes dos versores \vec{P} , \vec{C} e \vec{N} são (Varejão-Silva e Ceballos, 1982):

$$\begin{aligned}\vec{P} &= \cos \phi \sin h \vec{i} + \cos \phi \cos h \vec{j} + \sin \phi \vec{k} \\ \vec{C} &= 0 \vec{i} + \cos \delta \vec{j} + \sin \delta \vec{k} \\ \vec{N} &= -\sin \phi \sin h \vec{i} - \sin \phi \cos h \vec{j} + \cos \phi \vec{k}\end{aligned}\tag{I.8.1}$$

Os sinais negativos que figuram na última expressão decorrem da necessidade de compensar o sinal da latitude (ϕ) e são válidos para ambos os hemisférios.

Conhecidas as componentes dos versores \vec{P} e \vec{C} e lembrando que o ângulo zenital (Z) está compreendido entre esses mesmos versores, pode-se empregar o conceito de produto escalar e concluir imediatamente que:

$$\vec{P} \cdot \vec{C} = \cos Z,$$

já que o módulo de \vec{P} e de \vec{C} valem 1. Agora, desenvolvendo o produto escalar $\vec{P} \cdot \vec{C}$, usando as componentes (I.8.1), vem:

$$\cos Z = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos h,\tag{I.8.2}$$

expressão que permite calcular o ângulo zenital do Sol a partir de grandezas fáceis de obter.

O valor do ângulo horário (h) é determinado com base no fato da Terra girar à

velocidade angular de 15° por hora (já que gasta 24 horas para efetuar uma volta completa em torno do seu eixo). Então, uma hora antes do instante da culminação do Sol, $h = 15^\circ$; duas horas antes, $h = 30^\circ$ e, assim, sucessivamente. Após a passagem do Sol pelo meridiano local, h torna-se negativo.

Na aplicação da equação 1.8.2 não se pode esquecer que, tanto a latitude quanto a declinação do Sol, são negativas no Hemisfério Sul e positivas no Hemisfério Norte.

8.2.1 - Aplicação ao caso dos pólos.

Para o caso particular dos pólos ($\phi = 90^\circ$ e $\phi = -90^\circ$), a equação 1.8.2 se reduz a:

$$\begin{aligned} \cos Z &= \sin E = \sin \delta, & \text{no Pólo Norte; e} \\ \cos Z &= \sin E = -\sin \delta, & \text{no Pólo Sul;} \end{aligned}$$

em que $E = 90^\circ - Z$, constitui o ângulo de elevação do Sol. Interpretando-as, tendo em conta o sinal da declinação do Sol, é fácil confirmar os seguintes fatos, já conhecidos:

- no Pólo Norte, o Sol permanece acima do plano do horizonte ($E > 0^\circ$) apenas enquanto sua declinação for positiva (isto é, entre 21 de março e 23 de setembro), parecendo girar continuamente em torno do observador (movimento diário aparente) e assumindo, a cada momento, um ângulo de elevação diferente, cujo valor máximo ($E = 23^\circ 27'$) ocorre em 22 de junho;
- no Pólo Sul, o Sol só permanece acima do plano do horizonte ($E > 0^\circ$) enquanto sua declinação for negativa (isto é, entre 23 de setembro e 21 de março), mantendo-se a girar em torno do observador (movimento aparente) e apresentando, a cada momento, um ângulo de elevação diferente, que atinge o máximo valor ($E = 23^\circ 27'$) em 21 de dezembro.

Nos pólos, enfim, há um período de iluminação contínuo (fotoperíodo de 24 horas) que dura cerca de 6 meses consecutivos, ocorrendo fato análogo em relação à noite.

Quando se leva em conta o efeito da refração da atmosfera e a definição não geométrica de nascimento e ocaso do Sol, nota-se que o dia polar dura um pouco mais que a noite. De fato, por ocasião do nascimento, já existe iluminação direta quando a borda do disco solar aparentemente tangencia o plano do horizonte polar (embora seu centro esteja abaixo dele). Seis meses depois, ainda haverá luz direta algum tempo após o centro do disco solar ter atingido aquele plano.

8.2.2 – Aplicação ao meio-dia solar.

Quando o Sol culmina em relação ao observador (meio-dia solar), o ângulo horário (h) é, por definição, nulo. Assim, fazendo $h = 0^\circ$ na equação 1.8.2, encontra-se:

$$\cos Z = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta . \quad (1.8.3)$$

A expressão anterior admite as seguintes soluções (como se pode ver pela relação do co-seno da diferença de dois ângulos):

$$Z = \phi - \delta \quad \text{e} \quad Z = \delta - \phi \quad (1.8.4)$$

A escolha de uma ou da outra solução fica determinada apenas pelo resultado de Z que deve ser sempre positivo.

As relações 1.8.4 revelam que, para acontecer uma culminação zenital ($Z = 0^\circ$), forçosamente a declinação deve ser igual à latitude. Considerando o movimento anual aparente do Sol no sentido meridional (variação de δ), comprova-se que:

- o Sol somente culmina zenitalmente em pontos situados entre os trópicos de Câncer e Capricórnio inclusive;
- a culminação zenital do Sol ocorre em datas tanto mais próximas quanto mais perto de um dos trópicos estiver o local que for considerado;
- no equador o tempo decorrido entre duas culminações zenitais sucessivas do Sol é de seis meses;
- exatamente sobre os trópicos há apenas uma culminação zenital do Sol por ano;
- o Sol não pode culminar no zênite de locais situados em latitudes extratropicais.

8.3 - Cálculo do fotoperíodo.

O estudo do fotoperíodo é importante, na medida em que interfere em várias atividades civis. Em geral, as pessoas preferem desenvolver atividades turísticas, por exemplo, na época de maior fotoperíodo, exatamente para desfrutarem ao máximo do intervalo de iluminação natural em seus passeios. Por outro lado, o racional aproveitamento do fotoperíodo pode trazer sensível economia de energia elétrica, ajustando-se o início e o término da jornada de trabalho do comércio, da indústria, das instituições de ensino etc. de modo a aproveitá-lo melhor. Aliás, a economia de energia elétrica é o argumento usado para justificar o "horário brasileiro de verão". Em atividades agrícolas, por seu turno, o fotoperíodo pode ser decisivo, já que inter-

fere na fisiologia de muitas espécies vegetais. Para citar apenas um exemplo, considere-se o caso da cebola (*Alium cepa*), cujas cultivares podem ser divididas em três grupos: as que exigem fotoperíodo de 10 a 12 horas; aquelas que precisam de 12 a 13 horas de iluminação durante o ciclo vegetativo; e, ainda, as que necessitam de mais de 13 horas. Quando cultivada sob condições que não satisfazem às exigências mínimas quanto ao fotoperíodo, não se processa a formação do bulbo. Em contrapartida, se a cultivar for explorada em condições de fotoperíodo bem maior que o exigido, a bulbificação se inicia antes de se completar a maturidade fisiológica da planta, dando origem a bulbos anômalos ou subdesenvolvidos.

Os exemplos anteriormente mencionados justificam plenamente a inclusão do cálculo do fotoperíodo na bagagem intelectual de qualquer técnico, desde que suas atividades tenham relação com a Meteorologia e a Climatologia. Inicialmente, se admitirá a aproximação geométrica e, mais adiante, será levado em conta o conceito civil de nascimento do Sol e o efeito da refração atmosférica.

No instante do nascimento do Sol, sob o aspecto puramente geométrico, o centro do disco solar situa-se no plano do horizonte do observador e, assim, o ângulo zenital é de 90° ($\cos Z = 0$). O mesmo se verifica por ocasião do pôr do Sol. Quando se faz esta substituição na equação 1.8.2 encontra-se:

$$\cos \phi \cos \delta \cos H = -\sin \phi \sin \delta.$$

Aqui H traduz o valor assumido pelo ângulo horário (h) para representar o ângulo que a Terra deve girar, a partir do instante do nascimento até a culminação do Sol. É evidente que, da culminação do Sol até seu ocaso, a Terra também deve girar H graus. Desse modo, entre o nascimento e o ocaso do Sol o ângulo horário total será 2H. Verifica-se que, para uma dada latitude (ϕ) e data, o ângulo horário (H) fica univocamente determinado. Da igualdade precedente advém:

$$H = \arccos(-\operatorname{tg} \phi \cdot \operatorname{tg} \delta) \quad (1.8.5)$$

Por outro lado, sabe-se que o fotoperíodo (N) representa o intervalo de tempo que transcorre entre o nascimento e o ocaso do Sol, ou seja o tempo necessário para a Terra efetuar um arco de $2H^\circ$. Esse intervalo é facilmente obtido lembrando que a Terra possui uma velocidade angular de 15°h^{-1} . Por simples regra de três, verifica-se que $N = 2H / 15$ horas.

Tendo em conta a equação 1.8.5, pode-se escrever, portanto:

$$N = 2H/15 = [2/15] \arccos(-\operatorname{tg} \phi \cdot \operatorname{tg} \delta). \quad (1.8.6)$$

A análise dessa expressão revela que, se o termo entre parênteses ($-\operatorname{tg} \phi \cdot \operatorname{tg} \delta$) for positivo, H será menor que 90° e, portanto, $N < 12$ horas. Caso esse termo seja

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

negativo, então $H > 90^\circ$, de onde resulta $N > 12h$. Finalmente, se $-\text{tg } \phi \cdot \text{tg } \delta = 0$, então $H = 90^\circ$ e $N = 12$ horas. Diante disso, as seguintes comprovações são evidentes:

- na primavera e no verão de cada hemisfério ϕ e δ têm sinais iguais (em outras palavras: $-\text{tg } \phi \cdot \text{tg } \delta < 0$ o que implica H maior que 90°) e, assim, o fotoperíodo é superior a 12 horas;
- no outono e no inverno de cada hemisfério os sinais de ϕ e δ são opostos (resultando $H < 90^\circ$) o que conduz a um fotoperíodo inferior a 12 horas;
- para qualquer latitude tem-se $-\text{tg } \phi \cdot \text{tg } \delta = 0$ quando a declinação do Sol é nula, revelando que o fotoperíodo é de 12 horas na data dos equinócios; e
- quando a latitude for 0° , encontra-se, também, $-\text{tg } \phi \cdot \text{tg } \delta = 0$, independentemente do valor da declinação do Sol e, portanto, qualquer que seja a época do ano, o fotoperíodo no equador será sempre igual a 12 horas.

Essas considerações foram feitas à luz da definição geométrica do nascimento e ocaso do Sol. Quando se assume que o nascimento e o ocaso ocorrem quando o bordo superior do disco solar aparentemente tangencia o plano do horizonte local, a última equação precisa ser ajustada. Como foi dito, o raio do disco solar subentende um ângulo de $16'$ e a refração atmosférica torna o bordo desse disco visível quando ainda se encontra $34'$ abaixo do plano do horizonte (List, 1971). Assim, a correção a ser aplicada é de $50'$ pela manhã e $50'$ à tarde.

Com o refinamento introduzido no parágrafo anterior, a equação 1.8.6 passa à forma

$$N = [2/15][50' + \text{arc.cos}(-\text{tg } \phi \cdot \text{tg } \delta)],$$

ou, sendo $50' = 0,83^\circ$,

$$N = [2/15][0,83^\circ + \text{arc.cos}(-\text{tg } \phi \cdot \text{tg } \delta)]. \quad (1.8.7)$$

Na Tabela 1.4 encontram-se valores do fotoperíodo representativos de cada mês, em função da latitude. A Fig. 1.11 contém curvas que exprimem a variação anual do fotoperíodo para diferentes latitudes, obtidas por meio desta equação.

8.4 - Cálculo do azimute do Sol.

Em muitos problemas de Agronomia, Arquitetura, Engenharia, Meteorologia etc., como aqueles envolvendo iluminação natural e sombreamento, torna-se necessário calcular a posição do Sol em um certo instante, ou sua trajetória na abóbada celeste em um dado local e data. Para isso, além do ângulo zenital (equação 1.8.3), é indispensável obter o azimute (A) do Sol a cada instante.

TABELA I.4

VALORES (em horas e décimos) DO FOTOPERÍODO REPRESENTATIVO
DE CADA MÊS PARA LATITUDES ENTRE 5°N E 35°S

ϕ°	17/ JAN	16/ FEV	16/ MAR	15/ ABR	15/ MAI	11/ JUN	17/ JUL	16/ AGO	15/ SET	15/ OUT	14/ NOV	11/ DEZ
+ 5	11,8	12,0	12,1	12,3	12,4	12,5	12,5	12,4	12,2	12,0	11,9	11,8
+ 4	11,8	11,9	12,1	12,3	12,5	12,5	12,5	12,4	12,2	12,0	11,8	11,8
+ 3	11,7	11,9	12,1	12,3	12,5	12,6	12,6	12,4	12,2	12,0	11,8	11,7
+ 2	11,7	11,9	12,1	12,4	12,6	12,7	12,6	12,5	12,2	12,0	11,8	11,6
+ 1	11,6	11,8	12,1	12,4	12,6	12,7	12,7	12,5	12,2	12,0	11,7	11,6
0	12,1	12,1	12,1	12,1	12,1	12,1	12,1	12,1	12,1	12,1	12,1	12,1
- 1	12,2	12,2	12,2	12,1	12,1	12,1	12,1	12,1	12,1	12,2	12,2	12,2
- 2	12,3	12,2	12,2	12,1	12,1	12,0	12,0	12,1	12,1	12,2	12,2	12,3
- 3	12,3	12,2	12,2	12,1	12,0	12,0	12,0	12,0	12,1	12,2	12,3	12,3
- 4	12,4	12,3	12,2	12,1	12,0	11,9	11,9	12,0	12,1	12,2	12,3	12,4
- 5	12,4	12,3	12,2	12,0	11,9	11,9	11,9	12,0	12,1	12,2	12,4	12,4
- 6	12,5	12,3	12,2	12,0	11,9	11,8	11,8	11,9	12,1	12,3	12,4	12,5
- 7	12,5	12,4	12,2	12,0	11,8	11,7	11,8	11,9	12,1	12,3	12,5	12,5
- 8	12,6	12,4	12,2	12,0	11,8	11,7	11,7	11,9	12,1	12,3	12,5	12,6
- 9	12,6	12,4	12,2	11,9	11,7	11,6	11,7	11,8	12,1	12,3	12,5	12,7
-10	12,7	12,5	12,2	11,9	11,7	11,6	11,6	11,8	12,1	12,3	12,6	12,7
-11	12,7	12,5	12,2	11,9	11,6	11,5	11,6	11,8	12,1	12,4	12,6	12,8
-12	12,8	12,5	12,2	11,9	11,6	11,5	11,5	11,7	12,1	12,4	12,7	12,8
-13	12,8	12,5	12,2	11,9	11,6	11,4	11,5	11,7	12,0	12,4	12,7	12,9
-14	12,9	12,6	12,2	11,8	11,5	11,3	11,4	11,7	12,0	12,4	12,8	13,0
-15	12,9	12,6	12,2	11,8	11,5	11,3	11,3	11,6	12,0	12,4	12,8	13,0
-16	13,0	12,6	12,2	11,8	11,4	11,2	11,3	11,6	12,0	12,5	12,9	13,1
-17	13,0	12,7	12,2	11,8	11,4	11,2	11,2	11,6	12,0	12,5	12,9	13,1
-18	13,1	12,7	12,2	11,7	11,3	11,1	11,2	11,5	12,0	12,5	13,0	13,2
-19	13,2	12,7	12,2	11,7	11,3	11,0	11,1	11,5	12,0	12,5	13,0	13,3
-20	13,2	12,8	12,2	11,7	11,2	11,0	11,1	11,5	12,0	12,6	13,1	13,3
-21	13,3	12,8	12,3	11,7	11,2	10,9	11,0	11,4	12,0	12,6	13,1	13,4
-22	13,3	12,8	12,3	11,6	11,1	10,8	10,9	11,4	12,0	12,6	13,2	13,5
-23	13,4	12,9	12,3	11,6	11,0	10,8	10,9	11,3	12,0	12,6	13,2	13,5
-24	13,5	12,9	12,3	11,6	11,0	10,7	10,8	11,3	12,0	12,6	13,3	13,6
-25	13,5	12,9	12,3	11,6	10,9	10,6	10,7	11,3	11,9	12,7	13,3	13,7
-26	13,6	13,0	12,3	11,5	10,9	10,5	10,7	11,2	11,9	12,7	13,4	13,7
-27	13,6	13,0	12,3	11,5	10,8	10,5	10,6	11,2	11,9	12,7	13,4	13,8
-28	13,7	13,1	12,3	11,5	10,8	10,4	10,5	11,1	11,9	12,7	13,5	13,9
-29	13,8	13,1	12,3	11,4	10,7	10,3	10,5	11,1	11,9	12,8	13,5	14,0
-30	13,9	13,1	12,3	11,4	10,6	10,2	10,4	11,0	11,9	12,8	13,6	14,0
-31	13,9	13,2	12,3	11,4	10,6	10,2	10,3	11,0	11,9	12,8	13,7	14,1
-32	14,0	13,2	12,3	11,3	10,5	10,1	10,3	11,0	11,9	12,8	13,7	14,2
-33	14,1	13,3	12,3	11,3	10,5	10,0	10,2	10,9	11,9	12,9	13,8	14,3
-34	14,1	13,3	12,3	11,3	10,4	9,9	10,1	10,9	11,8	12,9	13,8	14,4
-35	14,2	13,4	12,3	11,3	10,3	9,8	10,0	10,8	11,8	12,9	13,9	14,4

Em determinado local e instante, o azimute do Sol é definido como o ângulo compreendido entre a direção norte e a projeção do versor posição do Sol (\vec{C}) sobre

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

o plano do horizonte local. O vetor posição do Sol pode ser transportado do referencial geocêntrico heliossíncrono (Fig. I.10) para o local, cuja origem está no ponto em que se situa o observador (Fig. I.12).

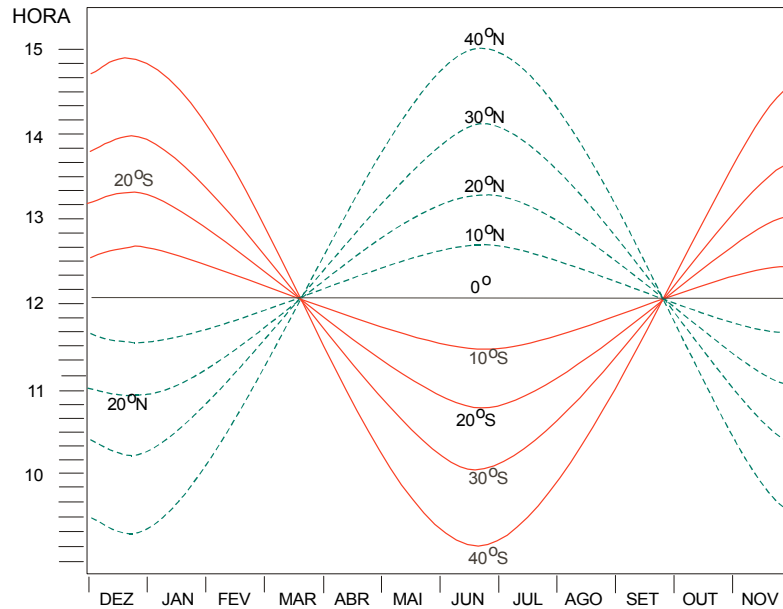


Fig. I.11 - Variação anual do fotoperíodo com a latitude.

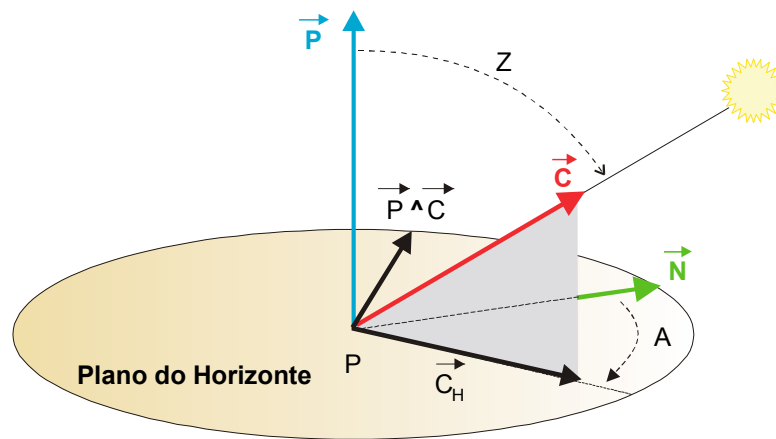


Fig. I.12 - O azimute (A) do Sol é o ângulo compreendido entre o vetor norte (\vec{N}) e a projeção (\vec{C}_H), sobre o plano do horizonte, do vetor posição do Sol (\vec{C}).

A Fig. I.12 mostra que \vec{C}_H é a projeção do versor \vec{C} sobre o plano do horizonte local, no qual se encontra o versor \vec{N} , tangente ao meridiano e apontando para o norte. O ângulo zenital (Z) está compreendido entre o versor posição do Sol (\vec{C}) e a vertical local (versor \vec{P}).

Em decorrência do exposto, verifica-se (Fig. I.12) que, em módulo,

$$C_H = C \cos (90^\circ - Z) = C \sin Z.$$

Usando a definição de azimute (A) do Sol, depreende-se que:

$$\vec{N} \cdot \vec{C}_H = (\vec{N} \cdot \vec{C}) \sin Z = \sin Z \cos A \quad (i)$$

Por outro lado verifica-se (Fig. I.12) que:

$$\vec{C}_H = (\vec{P} \wedge \vec{C}) \wedge \vec{P} = (\vec{P} \cdot \vec{P}) \vec{C} - (\vec{C} \cdot \vec{P}) \vec{P}.$$

Como $\vec{P} \cdot \vec{P} = 1$ e, por definição, $\vec{C} \cdot \vec{P} = \cos Z$, resulta:

$$\vec{C}_H = \vec{C} - \vec{P} \cos Z \quad (ii)$$

A última igualdade possibilita colocar a relação (i) na seguinte forma:

$$\sin Z \cos A = \vec{N} \cdot (\vec{C} - \vec{P} \cos Z) = \vec{N} \cdot \vec{C} - \vec{N} \cdot \vec{P} \cos Z.$$

No entanto, como o produto escalar $\vec{N} \cdot \vec{P} = 0$ (são versores ortogonais),

$$\vec{N} \cdot \vec{C} = \sin Z \cos A$$

ou, levando em conta as componentes de \vec{N} e \vec{C} (relações I.8.1) e reorganizando:

$$\cos A = (\sin \delta - \cos Z \sin \phi) / (\sin Z \cos \phi). \quad (I.8.8)$$

Uma expressão para o seno do azimute do Sol também pode ser obtida. Observando, ainda, a Fig. I.12, depreende-se que:

$$(\vec{C}_H \wedge \vec{N}) \cdot \vec{P} = \sin Z \sin A \quad (iii)$$

Então, lembrando a relação (ii), pode-se ver que:

$$(\vec{C}_H \wedge \vec{N}) \cdot \vec{P} = (\vec{C} \wedge \vec{N}) \cdot \vec{P} - (\vec{P} \wedge \vec{N}) \cdot \vec{P} \cos Z.$$

Obviamente, o segundo termo do membro da direita é nulo (porque o vetor

$\vec{P} \wedge \vec{N}$ é perpendicular a \vec{P}) e o primeiro pode ser resolvido segundo as componentes dos versores (I.8.1), ficando:

$$(\vec{C}_H \wedge \vec{N}) \cdot \vec{P} = \text{sen } h \cos \delta.$$

Considerando a relação iii, tem-se, finalmente:

$$\text{sen } A = \text{sen } h \cos \delta / \text{sen } Z. \quad (1.8.9)$$

8.4.1 - Azimute do Sol no nascimento e no ocaso.

As equações I.8.8 e I.8.9 são usadas para determinar o azimute do Sol no seu nascimento (quando $h = H$) e no seu ocaso (quando $h = -H$). Nessas ocasiões, como o ângulo zenital (Z) do Sol é 90° , tem-se:

$$\cos A = \text{sen } \delta / \cos \phi; \quad (1.8.10)$$

$$\text{sen } A = \text{sen } H \cos \delta; \quad (1.8.11)$$

tendo H o sinal correspondente (positivo ou negativo), conforme o caso. A análise da primeira dessas equações permite extrair algumas conclusões importantes:

- para que $\cos A$ seja nulo ($A = 90^\circ$, no nascimento, ou $A = 270^\circ$, no ocaso do Sol) é necessário que $\text{sen } \delta = 0$ ou seja, que a declinação do Sol seja nula e isto só acontece no instante dos equinócios, precisamente para os dois meridianos em relação aos quais o Sol está nascendo ou se pondo (na prática, porém, assume-se que essa condição é satisfeita, não no instante, mas na data em que os equinócios ocorrem e em nenhum outro dia do ano tal fato se repete);
- quando a declinação do Sol é positiva, tem-se $\cos A > 0$ e, forçosamente, $A < 90^\circ$; isto significa que entre 21 de março e 23 de setembro, o Sol nasce a nordeste; ao se pôr, seu azimute é maior que 270° (noroeste); e
- quando a declinação do Sol é negativa, o que acontece entre 23 de setembro e 21 de março (primavera e verão do Hemisfério Sul), tem-se $\cos A < 0$ e, portanto, $A > 90^\circ$ (sudeste) no nascimento e $A < 270^\circ$ (sudoeste) no ocaso.

8.4.2 - Trajetória aparente do Sol na abóbada celeste.

As equações I.8.2, I.8.8 e I.8.9, possibilitam o traçado de linhas que descre-

vem a trajetória do Sol na abóbada celeste de um dado local, em qualquer dia do ano. Para isso, utiliza-se um diagrama polar, (Fig. I.13) que representa a projeção da abóbada celeste sobre o plano do horizonte do local que se considera. O centro desse diagrama corresponde à projeção da vertical local; as circunferências concêntricas equivalem aos ângulos zenitais, numerados do centro para a periferia; e os azimutes estão indicados na periferia. Devem ser incluídas as linhas correspondentes às horas solares verdadeiras.

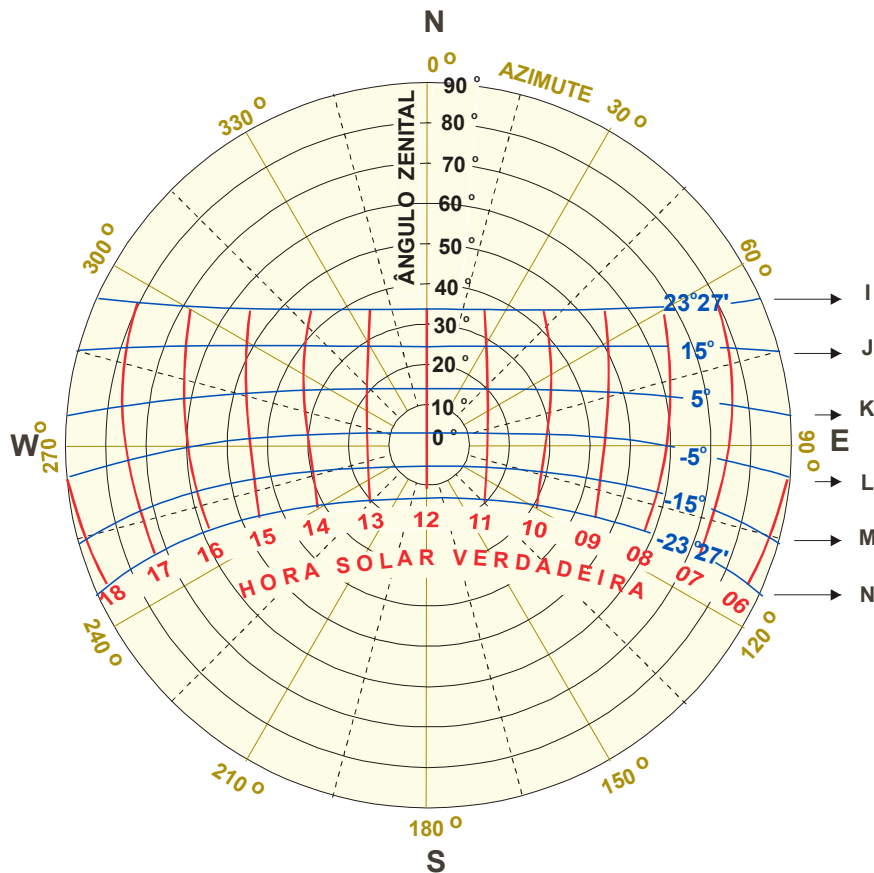


Fig. I.13 - Variação do ângulo zenital (0 a 90°) e do azimute (0 a 360°) do Sol, para a latitude de 10° S. As curvas referem-se às seguintes datas aproximadas: 22/jun (I); 1/mai e 12/ago (J); 3/abr e 10/set (K); 8/mai e 6/out (L); 9/fev e 3/nov (M); e, finalmente, 22/dez (N).

Diagramas contendo essas trajetórias podem ser elaborados em computador e têm grande utilidade, especialmente no estudo de sombras, iluminação solar direta e aproveitamento de energia solar.

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

9. Tempo sideral, solar e legal.

A previsão do estado da atmosfera requer o processamento de dados meteorológicos coletados simultaneamente em diferentes pontos da superfície da Terra. Essas observações são chamadas sinóticas, porque referem-se a um mesmo momento isto é: são efetuadas nos mesmos horários em todas as estações meteorológicas que fornecem dados para tais fins.

Há, no entanto, muitos fenômenos que estão relacionados ao movimento aparente diário do Sol. Obviamente, a hora indicada pelo relógio não necessariamente reflete esse movimento. A variação diária da temperatura do ar, da atividade fotossintética das plantas etc., são exemplos de oscilações que, normalmente, mantêm uma certa relação com o movimento do Sol (não necessariamente com o relógio).

A contagem do tempo para fins civis, porém, em geral, não se ajusta ao movimento aparente do Sol. Para compreender isso é necessário que se discutam as bases dos diferentes sistemas cronométricos em uso.

Pode-se dizer que o dia sideral é o intervalo de tempo que transcorre entre duas passagens sucessivas de uma estrela virtualmente fixa por um dado meridiano. O dia sideral, aceito como unidade fundamental de tempo, é dividido em 24 horas siderais, cada uma com 60 minutos siderais, subdivididos em 60 segundos siderais. Durante uma translação completa a Terra efetua 366,2422 voltas em torno do seu eixo, voltas essas contadas em relação a uma estrela aparentemente fixa. Um ano, portanto, equivale a 366,2422 dias siderais.

Define-se dia solar verdadeiro como o intervalo de tempo interposto entre duas culminações sucessivas do Sol em um determinado meridiano. Para qualquer local da superfície da Terra, o dia solar verdadeiro começa quando o Sol culmina no meridiano oposto àquele que contém o local selecionado.

O dia solar verdadeiro tem duração variável durante o ano. De fato, se a Terra não possuísse movimento de translação, teria que girar 360° para que o Sol, ou uma estrela aparentemente fixa, culminasse duas vezes consecutivas em um meridiano selecionado. Devido ao movimento de translação, porém, isso só é exato em relação à estrela (Fig. I.14-A). Com relação ao Sol, enquanto a Terra completa uma volta em torno do seu próprio eixo, desloca-se também na órbita (Fig. I.14-B). Como consequência, o Sol parece mover-se de leste para oeste, em relação à estrela aparentemente fixa. A cada dia, portanto, para que o Sol volte a culminar no meridiano selecionado, a Terra deverá girar 360° mais um certo incremento angular. Transcorrido meio ano o incremento acumulado totaliza 180° ; ao final de uma translação, corresponde a 360° (uma volta completa). O incremento médio diário é, dessa maneira, de:

$$360^\circ / 365,2422 = 59'.$$

Esse valor, porém, não é constante, já que a velocidade de translação da Terra é maior em janeiro (quando está mais próxima do Sol) que em julho. Daqui se depreende que o ano tem somente 365,2422 dias solares (pois uma rotação completa deixa de ser computada quando se toma o Sol como referência) e que a duração dos dias solares verdadeiros varia com a velocidade de translação da Terra, tornando-os inconvenientes para a contagem do tempo civil.

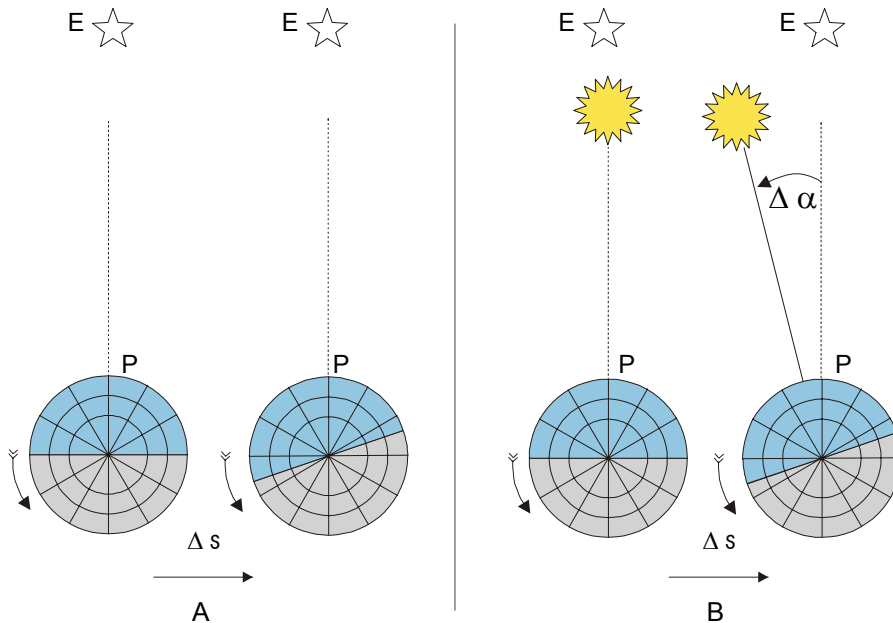


Fig. I.14 - Dia sideral (A) e solar verdadeiro (B). A linha interrompida aponta sempre na direção da estrela E, aparentemente fixa. P é um ponto à superfície e Δs é o deslocamento da Terra no intervalo de tempo Δt .

No sentido de estabelecer um processo cronométrico mais cômodo, foi idealizado um sol fictício, denominado sol médio, com as seguintes propriedades (Tourinho, 1959):

- a cada dia desloca-se $360^\circ / 365,2422$ no equador celeste;
- percorre o equador celeste com velocidade angular constante e no mesmo intervalo de tempo (um ano) que o Sol gasta para percorrer, aparentemente, a eclíptica; e
- encontra-se nos pontos equinociais da esfera celeste concomitantemente com o Sol (verdadeiro).

Em outras palavras, o sol médio foi concebido de modo a "efetuar" 365,2422 voltas por ano "em torno da Terra", todas com igual duração, mantendo-se sempre no plano do equador celeste.

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

Além dos anos sideral e solar médio, costuma-se definir, ainda, o ano trópico, entendido como o intervalo de tempo necessário para que o Sol (em sua trajetória anual aparente na abóbada celeste) passe duas vezes consecutivas pelo ponto vernal. O ponto vernal, como se viu, corresponde à posição ocupada pelo centro do disco solar, na abóbada celeste, no instante do equinócio de março (Fig. I. 15). Face à precessão dos equinócios, a duração do ano trópico é inferior à do ano sideral.

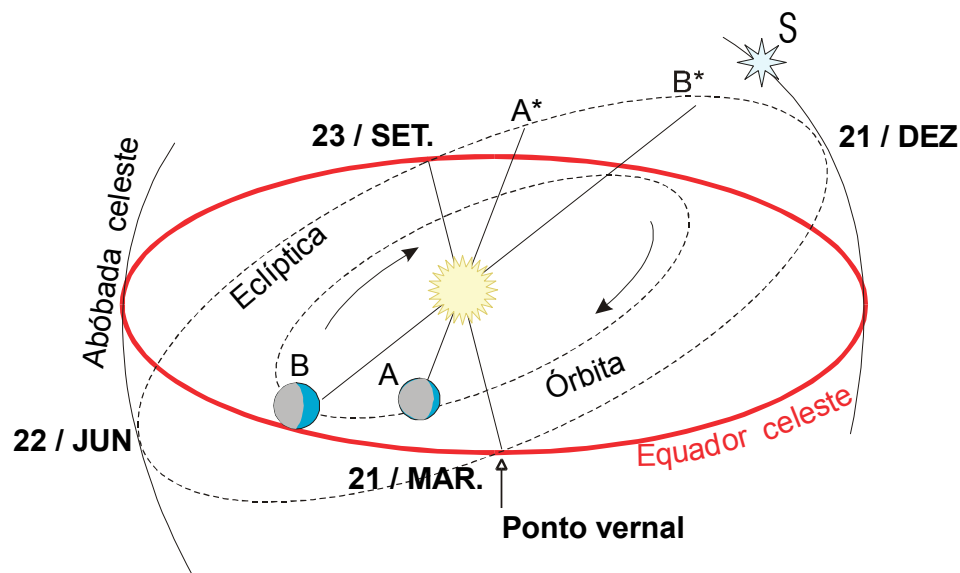


Fig. I.15 - Movimento aparente do Sol (de leste para oeste) ao longo da eclíptica. Enquanto a Terra se move de A para B, o Sol parece ir de A' para B', aproximando-se da estrela (S), virtualmente fixa.

9.1 - Anos bissextos.

A cada translação, a Terra não executa um número exato de rotações em torno do eixo. Por conseguinte, o ano não corresponde a um número exato de dias nem siderais, nem solares (verdadeiros ou médios). Caso se desejasse considerar cada ano como uma translação completa da Terra, o Ano Novo deveria ser festejado 365 dias, 5 horas, 46 minutos e 46 segundos após o início do anterior. Em contrapartida, desprezando-se a fração de dia (0,2422 por ano), haveria uma defasagem de 24,22 dias por século.

Para minimizar o inconveniente provocado pela fração de dia anual, convencionou-se que o ano teria 365 dias mas que, a cada quatro anos, seria acrescido

mais um dia (29 de fevereiro) ao calendário. Assim, todos os anos divisíveis por quatro possuem fevereiro com 29 dias e são denominados bissextos. O problema ainda não fica satisfatoriamente solucionado porque $4 \times 0,2422$ não é um inteiro e sim 0,9688. Então, ao se incluir um dia a mais a cada intervalo de quatro anos, comete-se um erro de $1 - 0,9688 = 0,0312$ dias em 4 anos. O erro, por excesso, introduzido a cada ano, seria

$$0,0312/4 = 0,0078 \text{ dias/ano}$$

ou 7,8 dias a cada 1000 anos. Torna-se necessário compensar esse erro, não incluindo 29 de fevereiro em alguns anos bissextos por milênio. Convencionou-se que somente os anos finais de cada século (aqueles terminados em 00) que fossem divisíveis por 400 seriam bissextos. Os demais, embora divisíveis por 4, não teriam o dia 29 de fevereiro. O ano 2000, por exemplo, como é divisível por 400 tem 29 dias em fevereiro (1900 não teve). Esse procedimento corrige a distorção de 7 dias por milênio, restando, ainda, 0,8 dias, o que é praticamente desprezível.

9.2 - Fusos horários.

A contagem do tempo depende do meridiano local e, portanto, o relógio teria que ser ajustado todas as vezes que um eventual deslocamento do observador alterasse significativamente sua longitude. Como o sol médio executa uma volta em torno da Terra a cada 24 horas, 15° de longitude correspondem à diferença de 1 hora, ou $15'$ de longitude implica a alteração de 1 minuto no relógio.

Evitando que diferentes cidades adotassem horários próprios, gerando sérios problemas, optou-se por aceitar que:

- a superfície da Terra seria dividida em 24 segmentos, cada um com 15° de longitude, denominados fusos horários;
- em qualquer ponto de um dado fuso horário se adotaria a hora solar média correspondente à do seu meridiano central;
- o meridiano de Greenwich seria considerado o meridiano central do fuso de referência, ao qual estariam relacionados todos os demais.

O tempo cronometrado em relação ao meridiano de referência é conhecido como Tempo Médio de Greenwich (abreviadamente TMG).

A cada intervalo de 15° de longitude, a partir do meridiano de Greenwich, encontra-se o meridiano central de um fuso horário. No 1° , 2° , 3° , ... fusos a oeste do de Greenwich o tempo equivale a 1, 2, 3, ... horas mais cedo do que o cronometrado naquele meridiano, ou seja: a $TMG-1$ h, $TMG-2$ h, $TMG-3$ h, ... respectivamente. Por outro lado, no 1° , 2° , 3° , ... fusos localizados a leste do de Greenwich, o tempo corresponde a $TMG+1$ h, $TMG+2$ h, $TMG+3$ h,...

Qualquer fuso horário possui dois meridianos limítrofes, que o separa dos fusos vizinhos. Haja vista a necessidade de ajustar o relógio todas as vezes que se cruzasse um desses meridianos, alguns governos adotaram acidentes geográficos, ou fronteiras políticas (e não os devidos meridianos limítrofes), como delimitadores práticos para fins de mudança de horário em seus territórios. Definem, dessa maneira, uma sistemática própria de cronometrar o tempo para atividades civis, que se denomina Hora Legal, ou Oficial (específica para o país considerado).

No Brasil, que se estende do 2º ao 5º fuso a oeste do de Greenwich, adotam-se normalmente quatro faixas com horas legais distintas (Fig. I.16). Observe-se, por exemplo, que em Fernando de Noronha (3° 51'S, 32° 25'W) a Hora Legal corresponde a TMG-2 h ou, à Hora Oficial de Brasília mais uma hora; no Recife (8°11'S, 34° 55'W), cidade situada no mesmo fuso horário de Fernando de Noronha, adota-se a Hora Legal de Brasília (TMG-3 h). Note-se, ainda (Fig. I.16), que entre Fernando de Noronha (TMG-2 h) e o Acre (TMG-5 h) há uma diferença de 3 horas. Essa situação, no entanto, é alterada durante a vigência do Horário Brasileiro de Verão.

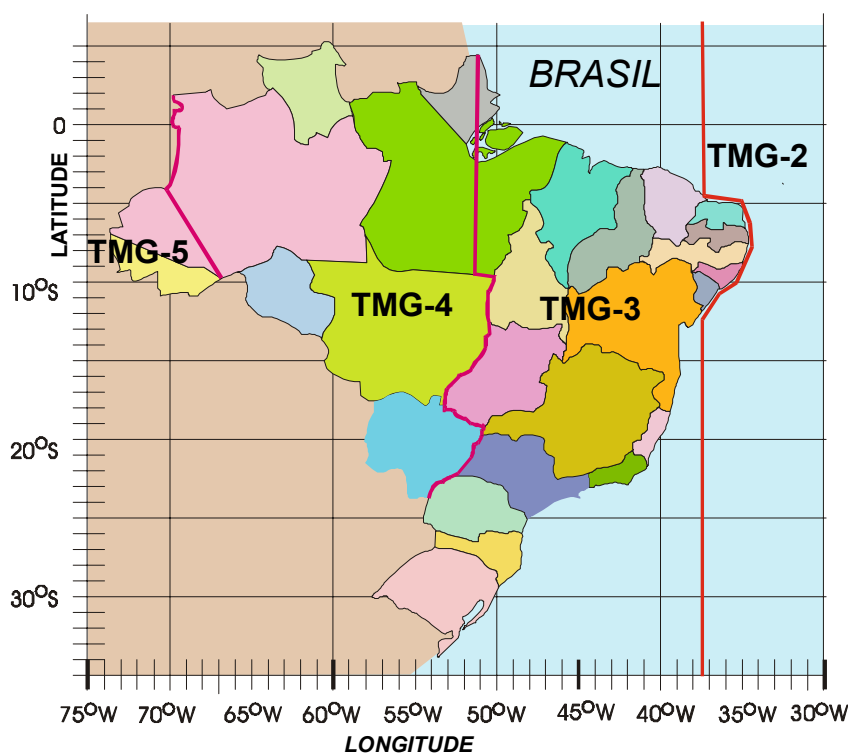


Fig. I.16 - Hora Legal no Brasil em relação ao Tempo Médio de Greenwich (TMG). Não está incluída a configuração adotada durante a vigência do Horário Brasileiro de Verão.

9.3 - Linha Internacional de Mudança de Data.

O meridiano de 180° (oposto ao de Greenwich) é denominado Meridiano Internacional de Mudança de Data. Nas vizinhanças desse meridiano, tanto a leste como a oeste, a hora civil é a mesma mas, a leste a data é um dia mais tarde que a oeste. Isso é fácil de verificar a partir de um círculo dividido em 24 setores iguais, subentendendo 15° de circunferência cada um (para representar os fusos). Escolhe-se uma determinada hora (de preferência diferente de 0 ou 12) e data, registrando ambas no fuso escolhido para representar o de Greenwich. Em seguida, percorrendo os fusos no sentido horário (o que equivale a um deslocamento para oeste, em relação ao meridiano de Greenwich), vai-se anotando em cada um deles a correspondente data e hora, até alcançar o fuso oposto ao de Greenwich.

A etapa seguinte consiste em, partindo, novamente, do fuso de Greenwich, na data e hora que foram anteriormente registradas, percorrer os demais fusos mas no sentido anti-horário e, também, ir anotando (em cada um) a data e a hora apropriadas. Ao atingir o fuso oposto ao de Greenwich constata-se que, embora a hora encontrada coincida com a obtida da primeira vez, a data é um dia mais tarde. Em síntese, no fuso oposto ao de Greenwich têm-se, simultaneamente, duas datas: a oeste do meridiano de 180° é um dia mais tarde do que a leste.

Para exemplificar, suponha-se que no fuso de Greenwich são 10h do dia 3. Assim, no 1° , 2° , 3° ...fusos a oeste do de Greenwich tem-se 9h, 8h, 7h... do mesmo dia, encontrando-se, enfim, 22h do dia 2 ao se atingir o fuso de 180° . Partindo novamente do fuso de Greenwich mas no sentido anti-horário (deslocamento para leste), verifica-se que, no 1° , 2° , 3° ... fusos a leste do de Greenwich deverão ser adotadas 11h, 12h, 13h... do mesmo dia 3. Para o fuso oposto ao de Greenwich acha-se, agora, 22 horas do dia 3.

Na prática, devido aos transtornos que poderia acarretar às atividades civis, o Meridiano Internacional de Mudança de Data é substituído pela Linha Internacional de Mudança de Data (estabelecida por acordo entre os países que têm seus territórios cortados pelo meridiano de 180°). Esta linha fica inteiramente situada sobre o oceano, eliminando quaisquer problemas.

9.4 - Equação do tempo.

Denomina-se de equação do tempo (Δt) à diferença (positiva, negativa ou nula) entre a hora solar verdadeira (h^*) e a hora solar média (\bar{h}), numa data particular. Para o meridiano central de qualquer fuso:

$$\Delta t = h^* - \bar{h}. \quad (I.9.1)$$

A equação do tempo tem valor variável ao longo do ano (Fig. I.17), consequência da velocidade de translação da Terra não ser constante (conforme estatui a Segunda Lei de Kepler). Como já mencionado, o tempo solar médio é uma aproximação, resultante da adoção do sol médio, fictício, que "gira" em torno da Terra a uma velocidade angular constante. Analisando-a, depreende-se que Δt é a correção a ser aplicada à hora solar média para que se obtenha a hora solar verdadeira, no meridiano central de qualquer fuso horário, no instante desejado. Isso é fácil de compreender colocando I.9.1 sob a forma:

$$h^* = \bar{h} + \Delta t \quad (I.9.2)$$

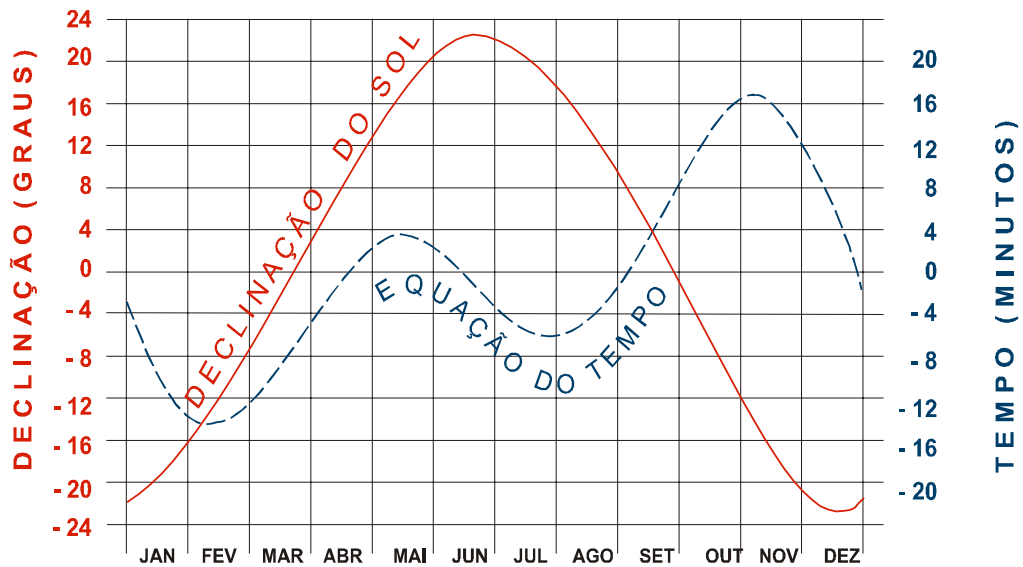


Fig. I.17 - Variação anual da declinação do Sol e da equação do tempo.

Won (1977) menciona a fórmula seguinte, adotada por G. W. Robertson e D. A. Russelo, como perfeitamente satisfatória para propósitos práticos (Δt em minutos):

$$\begin{aligned} \Delta t = & 0,002733 - 7,343 \text{ sen}(F) + 0,5519 \text{ cos}(F) - 9,47 \text{ sen}(2F) \\ & - 3,03 \text{ cos}(2F) - 0,3289 \text{ sen}(3F) - 0,07581 \text{ cos}(3F) \\ & - 0,1935 \text{ sen}(4F) - 0,1245 \text{ cos}(4F) \end{aligned} \quad (I.9.3)$$

onde $F = 360 D/365$ é a fração angular do ano, obtida em função do número de ordem (D) do dia do ano, contado, como já se viu, a partir de primeiro de janeiro (D =

1). Essa expressão é muito útil quando se deseja estimar Δt usando microcomputadores.

A hora solar verdadeira, em um dado instante e data, pode ser facilmente obtida, para o meridiano central de qualquer fuso, aplicando-se diretamente a equação 1.9.2. De fato: conhece-se \bar{h} (a hora solar média) e Δt (1.9.3), restando determinar h^* .

Quando o local em questão não se acha sobre o meridiano central do seu fuso, deve-se incluir uma correção de longitude ($\Delta\lambda$), na equação 1.9.2 que passa a ser:

$$h^* = \bar{h} + \Delta t + \Delta\lambda. \quad (1.9.4)$$

A correção $\Delta\lambda$ será positiva, se o local estiver a oeste do meridiano central do fuso (pois o meio-dia solar verdadeiro local vai ocorrer mais tarde que nesse meridiano), ou negativa se estiver a leste (o meio-dia solar verdadeiro local vai ocorrer mais cedo). Também é claro que $\Delta\lambda$ deverá ser expresso como um intervalo de tempo, levando-se em consideração a velocidade angular de rotação da Terra ($15^\circ/\text{hora}$). Assim, para uma diferença de longitude de 5° a correção será de -20 ou $+20$ minutos, conforme o local esteja a leste ou a oeste do meridiano central do seu fuso, respectivamente.

10. Gravidade e geopotencial.

As forças que atuam sobre um corpo em repouso ou em movimento, nas proximidades da superfície da Terra, podem ser determinadas a partir da análise da dinâmica desse corpo. A relação funcional entre o movimento de um corpo e as forças que agem sobre ele é a Segunda Lei de Newton:

$$\vec{F} = m \vec{a} = m (d^2 \vec{r} / dt^2) \quad (1.10.1)$$

Nessa expressão os símbolos têm o seguinte significado: \vec{F} é a resultante de todas as forças intervenientes; \vec{a} indica a aceleração observada; \vec{r} designa o vetor posição do corpo sob análise. Para sua aplicação, a mecânica newtoniana (clássica) pressupõe a existência de um referencial inercial (referencial em absoluto repouso), a partir de cuja origem é determinado o vetor \vec{r} . O estudo do movimento e das forças envolvidas é feito em relação àquele referencial fixo. No entanto, não é fácil selecionar um referencial inercial.

10.1 - Forças inerciais.

Quando se interpretam movimentos de corpos nas vizinhanças da Terra, por exemplo, exceto sob determinadas hipóteses, um ponto fixo em relação à Terra não pode ser tomado como origem de um referencial inercial. Como ilustração, considere-se um observador parado no espaço e que olha para uma estrela virtualmente imóvel. Outro observador solidário à Terra veria aquele mesmo astro animado de um movimento de leste para oeste, girando em torno da Terra. Diria, portanto que a estrela tinha uma aceleração centrípeta, consequência do movimento virtual de rotação dessa estrela com respeito à Terra. O primeiro observador não poderia justificar a existência dessa força.

Um referencial inercial, absoluto ou universal, em relação ao qual seja possível estudar o movimento de qualquer corpo, não é apenas difícil de definir; é impossível! Veja-se que um corpo fixo em relação à superfície da Terra (referencial local), gira em torno do centro deste planeta (referencial geocêntrico), que se move em torno do Sol (referencial heliocêntrico), o qual se desloca com respeito às estrelas aparentemente fixas, movimentando-se com relação ao referencial galáctico...

Os movimentos da Terra em relação ao Sol, de fato, introduzem efeitos dinâmicos muito pequenos quando são considerados fenômenos atmosféricos com duração muito menor que um ano. Assim, o estudo da dinâmica da atmosfera (uma delgada camada fluida justaposta à superfície áspera de uma esfera em rotação) poderia ser feito a partir de um referencial geocêntrico não rotacional. A esse referencial seria associado um sistema de coordenadas cartesianas, cujo eixo zz' coincidissem com o eixo de rotação da Terra e os demais, situados no plano do equador, apontassem para direções fixas da esfera celeste.

Não obstante as suas limitações, esse referencial (quase inercial para fenômenos de curta duração) permitiria usar as equações da mecânica clássica para estudar o movimento do ar em diferentes pontos da atmosfera. Na prática, porém, o estudo da dinâmica da atmosfera é realizado através de observações do movimento do ar, feitas em distintos referenciais locais, que giram em torno do eixo zz' com a mesma velocidade angular de rotação da Terra. Por esse motivo, não é possível aplicar diretamente as equações da mecânica newtoniana ao estudar a dinâmica da atmosfera; é indispensável que sejam introduzidos, naquelas equações, termos que compensem a rotação do referencial local.

A aceleração da gravidade, que se observa à superfície terrestre ou em pontos próximos a ela, serve para ilustrar a influência que a rotação da Terra exerce sobre a avaliação das forças medidas a partir de referenciais locais. Considerando a Terra esférica e com massa uniformemente distribuída, seja \vec{G} a força gravitacional por ela exercida sobre um corpo de massa m , localizado à superfície. Conforme a

Lei da Gravitação Universal de Newton, a força gravitacional é dirigida para o centro da Terra e corresponde a:

$$\vec{G} = - (Y M m / r^2) \vec{I}_r \quad (I.10.2)$$

onde $Y = 6,685 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-3} \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-2}$ é a constante de gravitação, M e \vec{r} simbolizam, respectivamente a massa e o raio da Terra e \vec{I}_r é o versor radial. A força \vec{G} é, claramente, o peso do corpo de massa m e tem direção oposta a do versor radial. Inicialmente em repouso (em relação ao referencial geocêntrico, por exemplo), o corpo ganhará, quando abandonado à influência da força gravitacional terrestre (desprezando as atrações gravitacionais dos demais astros), uma aceleração \vec{g}^* , dada por:

$$\vec{g}^* = \vec{G} / m = - (Y M / r^2) \vec{I}_r. \quad (I.10.3)$$

Suponha-se agora que esse mesmo corpo se encontre sobre uma balança de mola, localizada em um ponto do equador. Ele descreverá um círculo em torno do eixo terrestre a cada dia sideral, girando com velocidade angular igual à da Terra. Dependendo do referencial usado, serão obtidas diferentes versões de sua dinâmica, como será visto a seguir.

10.1.1 - Usando o referencial geocêntrico, considerado inercial.

Neste caso (Fig. I.18) duas forças estariam atuando sobre o corpo: seu próprio peso gravitacional (\vec{G}) e a reação da balança (\vec{F}_L), indicada no visor. Seria constatado que a reação da balança (precisamente a grandeza que se considera como o peso do corpo àquela latitude) seria menor que o peso real (gravitacional) do corpo, ou $|\vec{F}_L| < |\vec{G}|$. O peso efetivo ($|\vec{F}_L|$) de cada quilograma, no equador, é cerca de 3,4 gramas-força menor que o peso real ou gravítico ($|\vec{G}|$). Como a reação da balança compensa apenas uma parte do peso gravitatório, deve existir uma resultante (\vec{F}_{CP}) dirigida para o centro da Terra, agindo como uma força centrípeta. De fato, como o corpo descreve um trajetória circular, possui uma aceleração:

$$d^2 \vec{r} / dt^2 = \vec{F}_{CP} / m = \vec{a}_{CP} = \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) = - \Omega^2 r \vec{I}_r$$

onde $\vec{\Omega}$ indica o vetor velocidade angular de rotação da Terra (que aponta para o zênite do Pólo Norte) e \vec{r} traduz o vetor posição do corpo, tomado a partir da origem do referencial geocêntrico. A aceleração (\vec{a}_{CP}) é claramente centrípeta (atua na direção $-\vec{I}_r$).

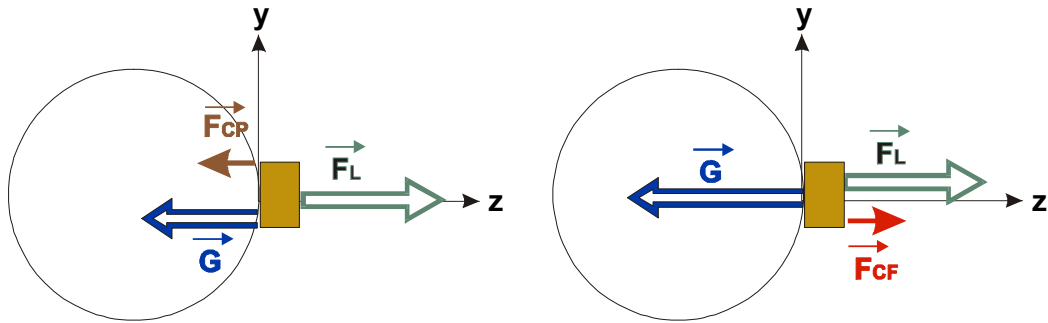


Fig. I.18 - Diferentes versões da dinâmica de um corpo situado à superfície da Terra: a partir de um referencial considerado inercial (esquerda) e do referencial local (direita). Note-se que X, Y, Z definem o referencial geocêntrico.

10.1.2 - Usando o referencial local, considerado inercial.

A dinâmica do corpo teria uma versão inteiramente diferente neste caso (Fig. I.18), já que, estando em repouso em relação a esse referencial, a resultante das forças que agem sobre ele deveria ser nula. No entanto, verifica-se que o módulo da atração gravitacional ($|\vec{G}|$) não é igual ao da reação da balança ($|\vec{F}_L|$) e... não existem outras forças além dessas! A segunda Lei de Newton parece violada... Tal versão somente pode ser descrita de maneira coerente quando se aceita que \vec{F}_L representa a reação que equilibra a resultante de todas as forças intervenientes. Isso requer, necessariamente, a presença de uma força (fictícia) centrífuga, ou seja:

$$\vec{F}_{CF} = m \Omega^2 r \vec{I}_r = -m \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}).$$

No caso do equador, \vec{F}_{CF} age radialmente, neutralizando parte da atração gravítica (\vec{G}). Essa força centrífuga surge exclusivamente por causa do movimento de rotação da Terra, para que seja possível equilibrar o sistema. De fato, fazendo

$$-\vec{F}_L = \vec{G} + m \Omega^2 r \vec{I}_r$$

de tal modo que

$$\vec{F}_L = \vec{G} + \vec{F}_{CF} = 0,$$

pode-se continuar usando a mecânica newtoniana ! Outra abordagem consistiria em dizer que as forças \vec{G} e \vec{F}_L têm uma resultante centrípeta (\vec{F}_{CP}), inteiramente neutra-

lizada pela força centrífuga (\vec{F}_{CF}).

Deve-se notar que a força centrífuga está dirigida ao longo do raio do paralelo. Assim, sua direção só coincide com a do raio da Terra (definida por \vec{I}_r) no caso particular do equador. Em qualquer outro paralelo as direções de \vec{F}_L , \vec{F}_{CF} e \vec{G} não são coincidentes.

A conceituação de forças inerciais, como a centrífuga, torna possível o equilíbrio de forças, proposto pela Segunda Lei de Newton, no caso de sistemas que giram. Tais forças, puramente conceituais sob o ponto de vista da Física, são de grande utilidade para resolver as equações do movimento dos corpos a partir de observações feitas em referenciais rotativos.

10.2 - Aceleração da gravidade.

Em Geofísica, as observações são feitas usando referenciais locais. Para que se evite a sistemática e contínua redução desses dados a um referencial praticamente inercial, prefere-se aceitar a existência de forças inerciais. Tanto é assim, que a aceleração da gravidade (\vec{g}) é considerada provir do peso efetivo do corpo (\vec{F}_L), o qual é a resultante da força gravitacional (\vec{G}) e da centrífuga (\vec{F}_{CF}), esta dada por:

$$\vec{F}_{CF} = -m \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) = m \Omega^2 r \vec{I}_r. \quad (I.10.4)$$

Diante do que foi dito, conclui-se que a aceleração da gravidade, observada em um ponto cujo vetor posição é \vec{r} , será:

$$\vec{g} = \vec{F}_L/m = - (YM/r^2) \vec{I}_r - \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}). \quad (I.10.5)$$

$$\vec{g} = \vec{g}^* - \Omega^2 r \vec{I}_r.$$

onde \vec{g}^* representa a aceleração gravitacional. Essa expressão é válida quando se aceita que a Terra é esférica e com massa uniforme (ou distribuída em camadas concêntricas uniformes). Sua interpretação revela que:

- em qualquer ponto, nas imediações da superfície terrestre, a aceleração da gravidade não está dirigida para o centro da Terra (pois a força centrífuga é perpendicular ao eixo terrestre, enquanto a atração gravítica é radial), exceto no equador e nos pólos;
- a aceleração da gravidade diminui com a altitude (exatamente porque a força centrífuga aumenta com a distância ao eixo de rotação da Terra);

- para uma mesma altitude, a aceleração da gravidade é menor no equador (onde se verifica a máxima aceleração centrífuga).

Em harmonia com as equações da mecânica clássica, adaptadas a referências locais, um corpo inicialmente em repouso e que é liberado à ação do próprio peso, tenderá, no início, a cair na direção de \vec{g} . Essa tendência é apenas inicial já que, imediatamente depois, outra força inercial poderá surgir (força de Coriolis, que será abordada no próximo tópico). A forma mais simples de verificar essa tendência inicial é dependurar um fio de prumo. Como foi dito, sua direção define a vertical local que, rigorosamente falando, não é radial, exceto em duas situações:

- no equador, porque as componentes gravitatória e centrífuga da aceleração da gravidade estão na mesma direção (radial) com sentidos opostos;
- nos pólos, porque não há a componente centrífuga.

Para outras latitudes, portanto, existem duas componentes da aceleração da gravidade: uma radial (\vec{g}_r), cuja direção coincide com a da vertical local (a Terra está sendo considerada esférica); outra horizontal (\vec{g}_o), contida no plano do meridiano local. Essas componentes são facilmente obtidas pelas seguintes equações:

$$\vec{g}_r = \vec{g}^* + \Omega^2 r \cos^2 \phi \vec{I}_r \quad (1.10.6)$$

e

$$\vec{g}_o = -\Omega^2 r \cos \phi \sin \phi \vec{I}_o. \quad (1.10.7)$$

O módulo de \vec{g} será, então:

$$g(\phi, 0) = \{ g_r^2 + g_o^2 \}^{1/2} \quad (1.10.8)$$

onde a notação $g(\phi, 0)$ está sendo introduzida para representar a aceleração da gravidade a uma dada latitude e ao nível médio do mar. A Tabela 1.5 contém valores de $g(\phi, 0)$ e de suas componentes para latitudes selecionadas.

Medições da aceleração da gravidade, realizadas ao nível médio do mar, segundo Perucca (1953), revelaram que:

$$\begin{aligned} g(0^\circ, 0\text{m}) &= 978,0 \text{ cm s}^{-2} \\ g(45^\circ, 0\text{m}) &= 980,6 \text{ cm s}^{-2} \\ g(90^\circ, 0\text{m}) &= 983,2 \text{ cm s}^{-2} \end{aligned} \quad (1.10.9)$$

TABELA I.5

COMPONENTES RADIAL (\bar{g}_r) E HORIZONTAL (\bar{g}_o) DA ACELERAÇÃO DA GRAVIDADE (cm s^{-2}) AO NÍVEL MÉDIO DO MAR, EM LATITUDES SELECIONADAS.

Latitude \Rightarrow	0°	30°	45°	60°	90°
$ \bar{g}^* $	984,0	984,0	984,0	984,0	984,0
$ \Omega r \cos^2 \phi $	3,4	2,5	1,7	0,8	0,0
$ \bar{g}_r $	980,6	981,5	982,3	983,2	984,0
$ \bar{g}_o $	0,0	1,5	1,7	1,5	0,0

Esses valores, quando comparados com os que figuram na Tabela I.5, mostram diferenças pequenas, que devem se comportar aproximadamente do mesmo modo para as altitudes de maior interesse meteorológico (até 30 km, já que $r \ll z$). Ressalta-se que, no caso do estudo de sistemas atmosféricos com vários dias de duração, a aceleração centrífuga torna-se importante, pois o efeito cumulativo de pequenas acelerações não é desprezível. Exatamente por isso é conveniente descrever a distribuição da aceleração da gravidade do modo mais preciso possível, tanto à superfície do globo como em suas vizinhanças.

10.2.1 - Variação da aceleração da gravidade com a latitude.

As observações da aceleração da gravidade (relação I.10.9) não coincidem com os valores estimados através da equação I.10.6 (Tabela I.5) em virtude das hipóteses assumidas para sua dedução, no que concerne à forma e à distribuição da massa na Terra. A diferença máxima, porém, não ultrapassa 0,3% e é causada principalmente pelo fato de se ter desprezado o achatamento da Terra.

Uma expressão ajustada ao Elipsóide Internacional de Referência, mas que também não leva em conta a real distribuição de massa na Terra, é a seguinte (OMM, 1971):

$$g(\phi, 0) = 980,616 (1 - 2,637 \times 10^{-3} \cos 2\phi + 5,9 \times 10^{-6} \cos^2 2\phi) \quad (\text{I.10.10})$$

A constante $980,616 \text{ cm s}^{-2}$ constitui a melhor aproximação para $g(45^\circ, 0)$, segundo List (1971). Em virtude de medições realizadas em 1901, porém, aceita-se

como valor padrão da aceleração da gravidade (Perucca, 1953), ou gravidade normal,

$$g_n = 980,665 \text{ cm s}^{-2} \quad (1.10.11)$$

usado em Física para a relação entre massa e peso (1 kg-peso deveria imprimir a 1 kg-massa a aceleração de $980,665 \text{ cm s}^{-2}$) e também em Meteorologia para a calibragem de barômetros (OMM, 1971), embora não represente a aceleração da gravidade real ao nível médio do mar e à latitude de 45° . Em geofísica adota-se $g(45^\circ, 0) = 980,629 \text{ cm s}^{-2}$, valor este deduzido a partir de observações realizadas em Potsdam ($52^\circ 25' \text{ N}$, $13^\circ 15' \text{ E}$), localidade próxima de Berlim, em 1906 (o valor experimental havia sido $981.274 \text{ cm s}^{-2}$). Daqui se infere que, ao se assumir $g(\phi, 0) = 980,6 \text{ cm s}^{-2}$, está sendo cometido um erro menor que 0,01%.

Para fins meteorológicos, pode-se empregar a equação 1.10.8, tomando-se

$$B = \Omega^2 r / g^* = 0,0034 \text{ e } g^* = |g^*|,$$

ou seja:

$$g(\phi, 0) = g^* \{ 1 - B (2 - B) \cos^2 \phi \}^{1/2}.$$

O desenvolvimento em série da última expressão empregando a expansão do Binômio de Newton $\{ (1-x)^{1/2} = 1 - x/2 - x^2/8 - x^3/16... \text{ para } x \ll 1 \}$, fornece:

$$g(\phi, 0) = g^* - \Omega^2 r \cos^2 \phi + (1/2) \Omega^2 r B \cos^2 \phi \{ 1 - (1-B/2)^2 \cos^2 \phi - B(1-B/2)^4 \cos^4 \phi \dots \}.$$

O termo $(1/2) \Omega^2 r B \cos^2 \phi$ é igual ou menor que $0,5 \times 3,4 \times 0,0034$ ou $0,006 \text{ cm s}^{-2}$. Por conseguinte, o módulo da aceleração da gravidade tem, essencialmente, o valor dos dois primeiros, isto é:

$$g(\phi, 0) = g^* - \Omega^2 r \cos^2 \phi. \quad (1.10.12)$$

No caso particular da latitude de 45° tem-se, $g(45^\circ, 0) = g^* - \Omega^2 r / 2$ que, por diferença, possibilita concluir:

$$g(\phi, 0) = g(45^\circ, 0) - (1/2) \Omega^2 r \cos 2\phi. \quad (1.10.13)$$

Substituindo os valores constantes, pode-se escrever, ainda:

$$g(\phi, 0) = 980,616 - 1,7 \cos 2\phi. \quad (1.10.14)$$

É necessário mencionar que os valores da aceleração da gravidade citados na bibliografia são, em geral, teóricos (obtidos pela equação I.10.14). Raramente são esclarecidos os desvios desses valores em relação às medições feitas. Resultados teóricos, derivados das equações I.10.10 e I.10.14, constam da Tabela I.6.

TABELA I.6

VALORES TEÓRICOS DA ACELERAÇÃO DA GRAVIDADE
(cm s^{-2}) AO NÍVEL MÉDIO DO MAR, EM FUNÇÃO DA LATITUDE.

ϕ ($^{\circ}$)	Equação I.10.10	Equação I.10.14	ϕ ($^{\circ}$)	Equação I.10.10	Equação I.10.14
0	978,04	978,93	50	981,07	980,91
10	978,19	973,03	60	981,91	981,46
20	978,64	979,33	70	982,60	981,91
30	979,32	979,77	80	983,05	982,00
40	980,17	980,32	90	983,21	982,30

Comparando-se os resultados fornecidos por esta equação com as observações realizadas (I.10.8) encontra-se um erro da ordem de 0,1%, o que constitui uma excelente aproximação, à luz das hipóteses assumidas em sua dedução.

10.2.2 - Variação da aceleração da gravidade com a altitude.

Mantendo-se as hipóteses anteriormente aceitas quanto à forma e à distribuição de massa da Terra, é razoável aceitar que a expressão I.10.5 admite generalizações para o caso de altitudes não muito afastadas da superfície do globo, já que $r \ll z$. Seguindo esse raciocínio,

$$g(\phi, z) = Y_M / (r + z)^2 - \Omega^2 (r + z) \cos^2 \phi \quad (\text{I.10.15})$$

ou seja:

$$g(\phi, z) = g^*(1 - z/r)^{-2} - \Omega^2 r (1 + z/r) \cos^2 \phi.$$

Desenvolvendo o fator $(1 - z/r)^{-2}$ em série binomial, encontra-se:

$$g(\phi, z) = g^*(1 - 2z/r + 3z^2/r^2 \dots) - \Omega^2 r (1 + z/r) \cos^2 \phi.$$

No entanto, $2z/r$ é da ordem de 0,01; $3z^2/r^2$ é ainda menor (0,00015). Isso permite eliminá-los, restando:

$$g(\phi, z) = g^*(1 - 2z/r) - \Omega^2 r (1 + z/r) \cos^2 \phi .$$

Agora, somando e subtraindo $2z/r$ ao fator $(1 + z/r)$, resulta:

$$g(\phi, z) = g^*(1 - 2z/r) - \Omega^2 r (1 + 3z/r - 2z/r) \cos^2 \phi, \text{ ou}$$

$$g(\phi, z) = (g^* - \Omega^2 r \cos^2 \phi) (1 - 2z/r) - 3z \Omega^2 \cos^2 \phi .$$

A ordem de grandeza de $3z \Omega^2$ é de $0,05 \text{ cm s}^{-2}$, tornando insignificante o último termo da expressão anterior. Por outro lado, se $C(\phi, z)$ for usado para designar a correção $g(\phi, 0)(1 - 2z/r)$, então:

$$g(\phi, z) = g(\phi, 0) - C(\phi, z) \tag{I.10.16}$$

com $C(\phi, z) = 3,08 \times 10^{-4} z$ (para z dado em metros). Na prática essa equivalência é válida quando são aceitos erros de estimativa de aproximadamente $0,1 \text{ cm s}^{-2}$.

A última equação revela que a aceleração da gravidade diminui quase linearmente com a altitude e, nos primeiros 30 km da atmosfera, a correção não ultrapassa a 1% de $g(\phi, 0)$, ou cerca de 10 cm s^{-2} . Fica claro, ainda, que, dentro dos limites do erro mencionado, a correção de altitude, na prática, independe da latitude. Isto porque a influência da latitude reside na contribuição centrífuga que, como se viu (Tabela I.5), é de $1,7 \text{ cm s}^{-2}$ no máximo.

Valores aproximados da correção de altitude constam da Tabela I.7.

TABELA I.7

VALORES APROXIMADOS DA CORREÇÃO $C(\phi, z)$ DA ACELERAÇÃO DA GRAVIDADE (cm s^{-2}) EM FUNÇÃO DA ALTITUDE (z)

Altitude z (km)	1	5	10	15	20
$C(\phi, z)$ (cm s^{-2})	0,31	1,54	3,08	4,61	6,15

10.3 - Geopotencial.

Quando um corpo de massa unitária, situado no campo gravítico da Terra (Fig. I.19), modifica sua altitude original, realiza um trabalho, positivo ou negativo. Se o deslocamento infinitesimal do corpo ($d\vec{L}$) formar um ângulo (Θ) com a direção da aceleração da gravidade (\vec{g}), o trabalho infinitesimal (dw) realizado será:

$$dw = \vec{g} \cdot d\vec{L} = g \cos \Theta dL = g dz$$

onde z indica a altitude. É claro que dw será positivo ou negativo, conforme Θ seja menor ou maior que 90° , respectivamente. No caso particular de $\Theta = 90^\circ$, não havendo alteração da altitude (z), o trabalho será nulo. O trabalho realizado corresponde à variação da energia potencial ($d\Phi$) do corpo, isto é (Holmboe *et al*, 1948):

$$d\Phi = g dz \quad (I.10.17)$$

Chama-se geopotencial à função Φ . Fisicamente, Φ representa a energia potencial da unidade de massa do corpo (possuindo dimensões de energia específica) e, tal como revela a expressão precedente, depende apenas da aceleração da gravidade e da alteração de sua altitude. As diferenciais usadas são totais porque a variação da energia potencial independe do percurso efetuado pelo corpo, sendo estabelecida apenas em função das altitudes inicial e final por ele assumidas.

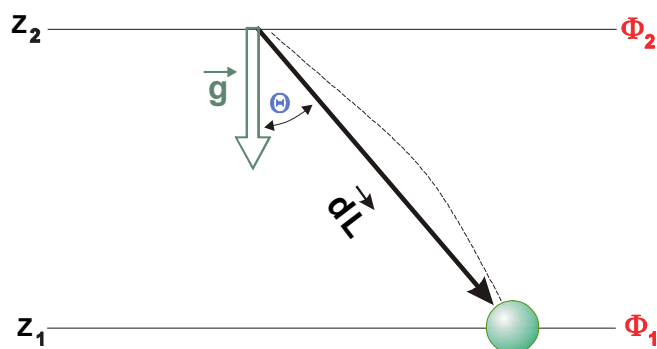


Fig. I.19 - Trabalho realizado pela unidade de massa ao se deslocar do nível z_2 para z_1 , sob ação da aceleração da gravidade (\vec{g}).

Já foi dito que o módulo da aceleração da gravidade (g) varia pouco com a altitude (z) na camada atmosférica de maior interesse meteorológico (Tabela I.7). Na

prática pode-se tomar como insignificante essa variação e considerar g constante ao longo da vertical, em toda aquela camada. Neste caso, a equação I.10.17 revela que $d\Phi$ pode ser usado para exprimir diferenças de altitude (espessuras de camadas atmosféricas), desde que seja adotada uma unidade conveniente para Φ .

A unidade escolhida foi o metro geopotencial (m_{gp}):

$$1 \text{ m}_{gp} = 980 \text{ cm s}^{-2} \times 100 \text{ cm} = 9,8 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2} = 9,8 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$$

O metro geopotencial exprime o trabalho (ou a variação da energia potencial) da unidade de massa, devido à ação da aceleração da gravidade, decorrente de uma variação de 1m em sua altitude. Da equivalência anterior se depreende que a função geopotencial, expressa em metros geopotenciais, será:

$$\Phi = \frac{1}{9,8} \int_0^z g \, dz \quad (\text{I.10.18})$$

ou, para uma camada em que a aceleração da gravidade possa ser considerada constante,

$$\Delta\Phi = (g/9,8) \Delta z \quad (\text{I.10.19})$$

quando g for dado em m s^{-2} e z em metros.

Observe-se que os valores do geopotencial, expressos em metros geopotenciais, são numericamente semelhantes aos da altitude expressa em metros (pois a aceleração da gravidade varia pouco em torno de 980 cm s^{-2}). O erro cometido nesta aproximação é inferior a 1%, sendo comum, em Meteorologia, usar-se o geopotencial (em m_{gp}) para traduzir a altitude (em metros).

11. Aceleração de Coriolis.

11.1 - Conceito.

No tópico anterior analisou-se a existência de uma força centrífuga, atuando sobre os corpos em repouso em um referencial local, que possui um movimento de rotação em torno do eixo da Terra. É relativamente simples estudar o efeito de uma força inercial (decorrente do fato de se estar usando um referencial não absoluto), em situações localmente observadas como estáticas. Quando o corpo em estudo

não se encontra em repouso em relação ao referencial local, porém, essa análise já não é tão simples.

Considerando que as leis da mecânica clássica pressupõem a existência de referenciais absolutos (com base nos quais é feito o estudo do movimento dos corpos), surge uma questão de fundamental importância: que consequências advêm do fato de se analisar o movimento de corpos a partir de referenciais não inerciais? Em outras palavras, deseja-se saber quais modificações devem ser introduzidas nas equações da mecânica clássica para compensar o fato das observações estarem sendo processadas a partir de referenciais dotados de movimento.

Um referencial local é sempre utilizado para medidas relacionadas com o movimento da atmosfera e dos oceanos, com a navegação de longo curso, com a balística etc.. Na análise comparativa dessas medições não se pode ignorar o fato daquele referencial se mover em torno do eixo terrestre, descrevendo uma circunferência a cada dia sideral. No caso específico dos pólos, o referencial local apenas gira sobre si mesmo, já que o eixo vertical a ele associado coincide com o próprio eixo da Terra.

Para que se faça uma idéia inicial do efeito causado pelo emprego de referenciais não inerciais em estudos do movimento dos corpos, imagine-se que um projétil vai ser disparado de um local B, visando a atingir um alvo A. Tanto A como B estão localizados no Hemisfério Sul, no mesmo plano de meridiano, estando A exatamente ao norte de B (Fig. 1.20). Neste exemplo os possíveis efeitos decorrentes da presença da atmosfera sobre o projétil serão ignorados. Serão analisados três instantes distintos:

- 1 - antes de ser lançado, o projétil está animado de uma velocidade tangencial \vec{V}_{TB} , dirigida para leste e causada pelo próprio movimento de rotação da Terra (mas imperceptível para um observador localizado à superfície terrestre); analogamente, o alvo A também possui uma velocidade tangencial \vec{V}_{TA} , que é maior que \vec{V}_{TB} (pelo simples fato do raio do paralelo que contém A ser maior que o de B);
- 2 - por ocasião do lançamento o projétil possui uma velocidade inicial \vec{V}_0 e, ainda, a velocidade tangencial \vec{V}_{TB} , conservada por inércia; e
- 3 - algum tempo após o lançamento, o projétil atingirá o ponto C, localizado a oeste do alvo A, sofrendo um virtual desvio para a esquerda da trajetória inicialmente prevista.

Evidentemente, um outro observador localizado fora da Terra (em um referencial imóvel) não teria constatado desvio algum, veria apenas a Terra girando sob um projétil que se movia na direção correspondente à resultante dos vetores \vec{V}_0 e \vec{V}_{TB} . O desvio teria sido percebido apenas por observadores solidários à Terra. Note-se que, se a Terra não girasse, o projétil teria atingido o alvo. Para explicar o desvio introduz-se uma força defletora, atuando sobre qualquer corpo em movimento

livre com respeito a um referencial local. Essa força é puramente inercial (não existiria se a Terra não girasse) e se chama força de Coriolis em homenagem ao engenheiro francês G. G. Coriolis que a deduziu, pela primeira vez, em 1844 (Blair e Fite, 1964).

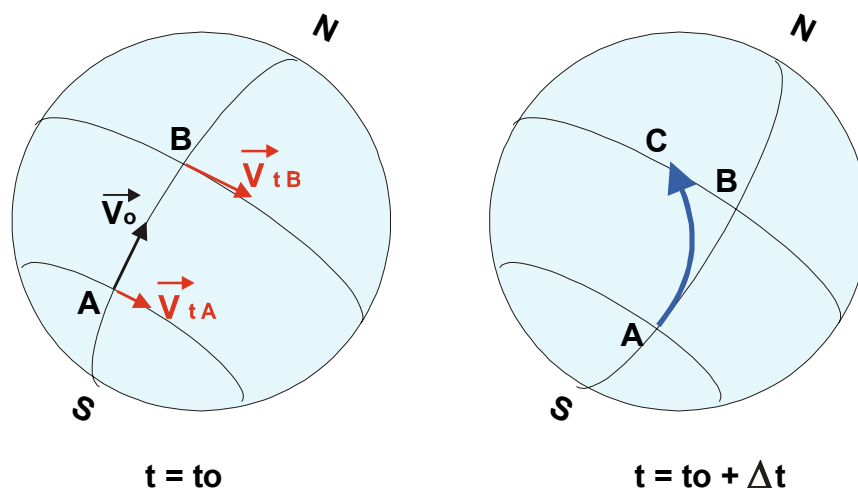


Fig. 1.20 - Efeito da rotação da Terra sobre a trajetória de um projétil lançado de uma base (B) para um alvo (A), no Hemisfério Sul.

Na prática a existência da força de Coriolis pode ser facilmente demonstrada utilizando-se um disco de cartolina (com cerca de 20 cm de diâmetro). A partir do centro do disco (S) deve-se desenhar uma linha interrompida até um ponto qualquer (A) próximo da borda. Em seguida o centro (S) é atravessado por um alfinete e este espetado na superfície de uma mesa. Sustentando-se uma régua apoiada em um livro (Fig. 1.21) e tocando no alfinete, faz-se girar o disco até que a linha tracejada fique exatamente sob a régua. A seguir, enquanto outra pessoa faz girar o disco no sentido horário (sentido de rotação da Terra para quem a observa do zênite do Pólo Sul), desenha-se um segmento de reta do centro para a periferia.

Para um observador situado no referencial (A), considerado inercial, a trajetória do lápis foi indubitavelmente retilínea; para o outro observador (A'), que se move solidário ao disco, o lápis teria sido desviado para a esquerda (única maneira de justificar a curvatura do traço). Colocando-se a régua com diferentes orientações, seriam conseguidos resultados semelhantes.

A simulação para o caso do Hemisfério Norte seria obtida fazendo-se girar o disco no sentido anti-horário.

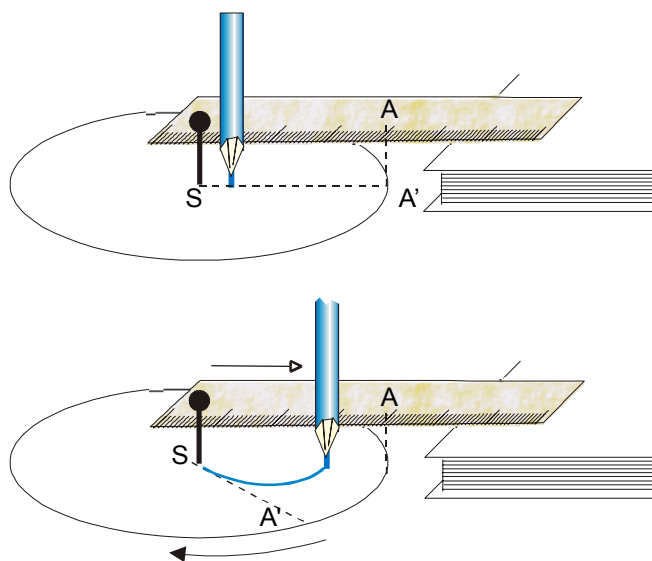


Fig. I.21 - Simulação da força de Coriolis. Um observador imóvel em A diria que o lápis efetuou um movimento retilíneo. Para o observador situado no referencial rotativo (A'), o mesmo movimento parecerá curvo (desviado para a esquerda da trajetória esperada).

11.2 - Velocidade absoluta e relativa.

Para que observações locais do movimento de corpos, da atmosfera ou do oceano possam ser comparadas, é necessário obter a equação geral do movimento, levando-se em consideração as forças inerciais envolvidas. Necessita-se, portanto, estabelecer a distinção entre o movimento absoluto e o relativo, este registrado por um observador solidário à Terra. É claro que o movimento absoluto decorre da ação conjunta das forças reais que agem sobre o corpo (ou um elemento do fluido que se considere, ar ou água), como a pressão, o atrito etc.

Considere-se um disco que gira com uma velocidade angular Ω constante, na periferia do qual existe um observador (M), girando com ele (Fig. I.22). O disco pode ser interpretado como um plano de paralelo e sua periferia como um paralelo. Outro observador (A), imóvel no espaço, encontra-se na posição correspondente ao eixo do disco e lança um objeto com trajetória retilínea. Admita-se, por facilidade de exposição, que esse objeto irá passar pelo observador móvel, quando este último ocupar a posição M_0 , em um dado instante (t_0).

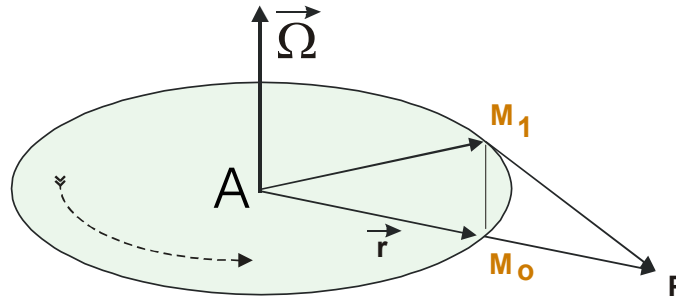


Fig. I.22 - Diferentes interpretações do deslocamento de um corpo, visto por um observador situado em um disco que gira ($\overline{M_1P}$) e por outro, supostamente imóvel ($\overline{M_0P}$).

No instante seguinte (t_1), o objeto atinge uma outra posição (P) mais afastada de A, enquanto M se move de M_0 para M_1 . Existem, duas versões, para o deslocamento do móvel, dependendo do observador que se considere:

- para o observador estacionado em A o deslocamento retilíneo do móvel, no intervalo de tempo Δt , é descrito pelo vetor

$$\overrightarrow{M_0P} = \{d \vec{r} / dt\}_A \Delta t \quad \dots (i)$$

sendo \vec{r} o vetor posição do móvel que, no instante t_0 , coincidia com o do observador M (situado em M_0); e

- para o observador (M) solidário ao disco, o deslocamento do móvel, no mesmo intervalo, é claramente definido por

$$\overrightarrow{M_1P} = \{d \vec{r} / dt\}_M \Delta t. \quad \dots (ii)$$

Por outro lado, o observador solidário ao disco deslocou-se, nesse mesmo intervalo de tempo (embora não o tenha percebido). Já que \vec{r} é também o vetor posição do observador móvel M, no instante inicial, esse deslocamento é descrito por:

$$\overrightarrow{M_0M_1} = (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) \Delta t \quad \dots (iii)$$

Aqui $\vec{\Omega}$ denota o vetor velocidade angular de rotação do disco. Ao produto vetorial $(\vec{\Omega} \wedge \vec{r})$ chama-se velocidade de transporte do referencial rotativo. Esse vetor é perpendicular à direção de $\vec{\Omega}$ e à de \vec{r} , ficando sempre tangente à periferia do

disco. No caso particular do disco ser um plano de paralelo, $\vec{\Omega}$ está dirigido para o zênite do Pólo Norte e seu módulo vale $7,292 \times 10^{-5}$ radianos por segundo.

Como o observador e o móvel se deslocam simultaneamente, aquele tem a impressão de ser este último que descreve uma trajetória curvilínea. Para que o espectador solidário ao disco obtivesse o deslocamento real do móvel, teria que "descontar" o vetor $\overrightarrow{M_0M_1}$, fruto do seu próprio movimento rotativo. De fato, é preciso respeitar a seguinte relação vetorial:

$$\overrightarrow{M_0P} = \overrightarrow{M_0M_1} + \overrightarrow{M_1P}.$$

Então, tendo em conta as relações (i a iii) anteriores,

$$\left\{ \frac{d\vec{r}}{dt} \right\}_A = \left\{ \frac{d\vec{r}}{dt} \right\}_M + (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}). \quad (I.11.1)$$

e, como \vec{r} também representa o vetor posição do móvel,

$$\vec{V}_A = \vec{V}_M + \vec{\Omega} \wedge \vec{r} \quad (I.11.2)$$

\vec{V}_A e \vec{V}_M traduzem, respectivamente, as velocidades observadas a partir dos referenciais absoluto (A) e relativo (M).

11.3 - Aceleração absoluta e relativa.

Em Meteorologia, normalmente se trabalha com a unidade de massa do ar e, assim sendo, as forças intervenientes têm dimensões de aceleração. Exatamente por isso, é de toda conveniência prática que se encontre a relação funcional entre a aceleração absoluta e a relativa.

O operador vetorial

$$\left\{ \frac{d}{dt} \right\}_A = \left\{ \frac{d}{dt} \right\}_M + (\vec{\Omega} \wedge)$$

encontrado na equação (I.11.1), é válido para qualquer vetor (Petterssen, 1956) e pode ser aplicado inclusive à velocidade absoluta (\vec{V}_A) ficando:

$$\left\{ \frac{d\vec{V}_A}{dt} \right\}_A = \left\{ \frac{d(\vec{V}_M + \vec{\Omega} \wedge \vec{r})}{dt} \right\}_M + \vec{\Omega} \wedge (\vec{V}_M + \vec{\Omega} \wedge \vec{r}).$$

Daqui se depreende que:

$$\{d\vec{V}_A/dt\}_A = \{d\vec{V}_M/dt\}_M + \vec{\Omega} \wedge \{d\vec{r}/dt\}_M + \vec{\Omega} \wedge \vec{V}_M + \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r})$$

mas, tendo em conta que $\{d\vec{r}/dt\}_M = \vec{V}_M$,

$$\{d\vec{V}_A/dt\}_A = \{d\vec{V}_M/dt\}_M + 2\vec{\Omega} \wedge \vec{V}_M + \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}).$$

Considerando que as medições são invariavelmente realizadas em referenciais não inerciais (espalhados em diferentes pontos da Terra), pode-se, escrever:

$$d\vec{V}/dt = d\vec{V}_A/dt - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{V} - \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) \quad (I.11.3)$$

onde foram suprimidos os índices relativos ao referencial não inercial (M), por não serem mais necessários.

A relação I.11.3 é conhecida como equação geral do movimento e será objeto de estudo mais detalhado no Capítulo VII. Os diferentes termos que nela aparecem têm o seguinte significado:

$d\vec{V}/dt$ representa a aceleração observada a partir de qualquer referencial solidário à Terra;

$d\vec{V}_A/dt$ traduz a aceleração resultante de todas as forças reais, que agem sobre a unidade de massa do corpo e são independentes do referencial usado;

$\vec{a}_C = -2\vec{\Omega} \wedge \vec{V}$ constitui a aceleração de Coriolis; e

$-\vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r})$ é a aceleração centrífuga, que age no sentido radial (equação I.10.4).

11.4 - Interpretação da aceleração de Coriolis.

O produto vetorial

$$\vec{a}_C = -2\vec{\Omega} \wedge \vec{V} \quad (I.11.4)$$

indica que a aceleração de Coriolis é sempre perpendicular à direção do movimento (\vec{V}) e, por isso, não pode contribuir para alterar a velocidade do corpo (ou da unidade de massa do ar, no caso particular que interessa à Meteorologia). Sua ação consiste apenas em alterar a direção do deslocamento. Além disso, é diretamente proporcional à velocidade.

Com o intuito de esclarecer melhor o efeito da aceleração de Coriolis, é necessário efetuar a análise de suas componentes. Para fazê-lo, deve-se lembrar que \vec{i} , \vec{j} e \vec{k} são os versores referentes aos eixos do sistema de coordenadas cartesianas, associado ao referencial local, cujas sentidos positivos apontam para leste, norte e zênite do observador, respectivamente. Observe-se que, para qualquer referencial local,

$$\vec{\Omega} = 0 \vec{i} + \Omega \cos\phi \vec{j} + \Omega \sin\phi \vec{k}. \quad (I.11.5)$$

As componentes de $\vec{\Omega}$ estão contidas no plano do meridiano do local (Fig. I.23), definido pelos versores \vec{j} e \vec{k} (não há componente ao longo do versor \vec{i}). Por outro lado, o vetor velocidade é dado por:

$$\vec{V} = u \vec{i} + v \vec{j} + w \vec{k} \quad (I.11.6)$$

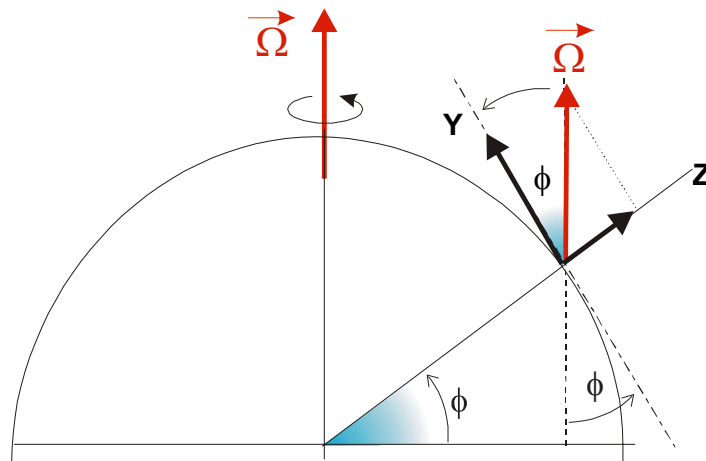


Fig. I.23 - Componentes do vetor velocidade angular de rotação da Terra ($\vec{\Omega}$), segundo os eixos y e z do referencial local.

Em Meteorologia, as componentes u , v e w da velocidade do ar são denominadas de zonal, meridional e vertical, respectivamente. Substituindo essas componentes (I.11.5 e I.11.6) na equação I.11.4, verifica-se que:

$$\vec{a}_c = -2 (0 \vec{i} + \Omega \cos\phi \vec{j} + \Omega \sin\phi \vec{k}) \wedge (u \vec{i} + v \vec{j} + w \vec{k})$$

ou, ainda,

$$\vec{a}_C = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ 0 & \Omega \cos\phi & \Omega \sin\phi \\ u & v & w \end{vmatrix} \quad (1.11.7)$$

Resolvendo esta matriz, encontra-se a equação em componentes:

$$\vec{a}_C = -2\Omega \{(w \cos\phi - v \sin\phi) \vec{i} + u \sin\phi \vec{j} - u \cos\phi \vec{k}\} \quad (1.11.8)$$

Para interpretar o efeito da aceleração de Coriolis sobre o movimento do ar (atmosfera) e da água (oceano), serão tratadas, separadamente, as componentes zonal, meridional e vertical do movimento.

11.4.1 - Movimento zonal puro.

Quando o movimento é rigorosamente zonal tem-se $v = 0$ e $w = 0$, restando apenas $\vec{V} = u \vec{i}$ (movimento direcionado para leste) ou $\vec{V} = -u \vec{i}$ (movimento dirigido para oeste). Nesse caso, a equação 1.11.8 se reduz a:

$$\vec{a}_C = 2\Omega u (-\sin\phi \vec{j} + \cos\phi \vec{k}), \quad \text{para } \vec{V} = +u \vec{i}$$

ou

$$\vec{a}_C = 2\Omega u (\sin\phi \vec{j} - \cos\phi \vec{k}), \quad \text{para } \vec{V} = -u \vec{i}.$$

Para o Hemisfério Sul ($\phi < 0$), a primeira equação revela que a componente zonal, quando dirigida para leste ($+u \vec{i}$), é desviada para norte ($+\vec{j}$) e para cima ($+\vec{k}$). Quando dirigida para oeste ($-u \vec{i}$), esse desvio se efetua para sul ($-\vec{j}$) e para baixo ($-\vec{k}$), conforme deixa transparecer a segunda expressão. Em ambas as alternativas, o desvio horizontal se processa sempre para a esquerda da direção do movimento.

No Hemisfério Norte, a primeira equação mostra que a componente zonal, quando dirigida para leste ($+u \vec{i}$) é desviada para sul ($-\vec{j}$) e para cima ($+\vec{k}$). Analogamente, quando dirigida para oeste ($-u \vec{i}$), esse desvio se efetua para norte ($+\vec{j}$) e para baixo ($-\vec{k}$). Nas duas situações o desvio horizontal acontece para a direita da direção do movimento.

11.4.2 - Movimento meridional puro.

No movimento meridional puro, tem-se $u = 0$ e $w = 0$, restando $\vec{V} = v\vec{j}$ (movimento para norte) ou $\vec{V} = -v\vec{j}$ (movimento para sul). Nessas circunstâncias a equação I.11.8 se transforma em:

$$\vec{a}_c = 2 \Omega v \operatorname{sen} \phi \vec{i}, \quad \text{para } \vec{V} = v\vec{j}$$

ou

$$\vec{a}_c = -2 \Omega v \operatorname{sen} \phi \vec{i}, \quad \text{para } \vec{V} = -v\vec{j}.$$

No Hemisfério Sul ($\phi < 0$), essas equações revelam que a componente meridional do movimento será sempre desviada para a esquerda (considerando o observador seguindo o deslocamento do corpo que se move); no Hemisfério Norte ($\phi > 0$), porém, o desvio será para a direita.

Face às conclusões anteriores, depreende-se que a aceleração de Coriolis desvia invariavelmente a componente horizontal ($u\vec{i} + v\vec{j}$) do movimento, para a esquerda no Hemisfério Sul e para a direita no Hemisfério Norte. Assim, as trajetórias dos barcos, aviões etc. em movimento horizontal são afetadas.

O efeito da aceleração de Coriolis também se faz sentir sobre a componente horizontal do ar (vento) e da água em movimento, desviando-as para a direita da direção do escoamento no Hemisfério Norte e para a esquerda no Hemisfério Sul. Aliás, isso explica porque a água, ao escoar pelo ralo da pia, assume uma circulação horária no Hemisfério Sul e anti-horária no Hemisfério Norte.

11.4.3 - Movimento vertical puro.

Quando o movimento é puramente vertical, tem-se $u = 0$ e $v = 0$. Nessas circunstâncias o movimento é vertical e corresponde a $\vec{V} = w\vec{k}$ (ascendente) ou $\vec{V} = -w\vec{k}$ (subsidente). Assim, a equação I.11.8 fica reduzida a:

$$\vec{a}_c = -2 \Omega w \operatorname{cos} \phi \vec{i} \quad \text{quando } \vec{V} = w\vec{k} \text{ (ascendente)}$$

ou

$$\vec{a}_c = 2 \Omega w \operatorname{cos} \phi \vec{i} \quad \text{quando } \vec{V} = -w\vec{k} \text{ (subsidente)}$$

mostrando que, nos dois hemisférios ($\cos\phi > 0$), a componente ascendente do movimento é desviada para oeste ($-\vec{i}$) e a subsidente para leste ($+\vec{i}$).

11.5 - Análise do trabalho.

Como se sabe, trabalho (dW) realizado por um corpo em movimento, sob a influência de uma força resultante (\vec{F}), é dado pelo seguinte produto escalar,

$$dW = \vec{F} \cdot d\vec{L}$$

em que $d\vec{L}$ traduz o deslocamento do corpo na direção de \vec{F} . De vez que a força corresponde ao produto da massa (m) pela aceleração e que o deslocamento equivale ao produto da velocidade (\vec{V}) pela variação do tempo (dt), pode-se escrever, para o caso particular da aceleração de Coriolis:

$$dW/dt = m \vec{a}_C \cdot \vec{V}.$$

Usando as equações I.11.6 e I.11.8 verifica-se que:

$$dW/dt = -2m\Omega \{ (w \cos\phi - v \sin\phi) \vec{i} + u \sin\phi \vec{j} - u \cos\phi \vec{k} \} \cdot \{ u \vec{i} + v \vec{j} + w \vec{k} \}.$$

Resolvendo o produto escalar, os termos se cancelam, resultando:

$$(1/m) dW/dt = 0. \tag{I.11.9}$$

Comprova-se a força de Coriolis não produz trabalho.

11.6 - Parâmetro de Coriolis.

O estudo da dinâmica da atmosfera, em geral, é efetuado comparando-se o comportamento do vento (componente horizontal do movimento do ar) em diferentes níveis. Por isso mesmo é freqüente analisar apenas a componente horizontal (vento) e estudar o efeito da aceleração de Coriolis (\vec{a}_{CH}) sobre ela. Intuitivamente, isso corresponde a fazer $w = 0$ na equação I.11.8, que passa a ser escrita sob a forma:

$$\vec{a}_{CH} = -2\Omega \{ -v \sin\phi \vec{i} + u \sin\phi \vec{j} - u \cos\phi \vec{k} \}.$$

A condição imposta pela não realização de trabalho (equação I.11.9), porém, exige que o termo $2\Omega u \cos\phi \vec{k}$ também seja anulado. Por conseguinte,

$$\vec{a}_{CH} = 2 \Omega \operatorname{sen} \phi \{v \vec{j} - u \vec{i}\}. \quad (\text{I.11.10})$$

Tomando f como parâmetro de Coriolis (Hess, 1959), isto é:

$$f = 2 \Omega \operatorname{sen} \phi \quad (\text{I.11.11})$$

Daqui se infere que o parâmetro de Coriolis (f) é nulo no equador e aumenta com o valor absoluto da latitude. O sinal de f , que depende do sinal de ϕ , apenas interfere na direção em que \vec{a}_{CH} atua. Por outro lado, notando que $v \vec{j} - u \vec{i} = \vec{k} \wedge \vec{V}_z$, onde $\vec{V}_z = u \vec{i} + v \vec{j}$ representa o vetor velocidade do vento (z constante), pode-se concluir que:

$$\vec{a}_{CH} = f (\vec{k} \wedge \vec{V}_z) \quad (\text{I.11.12})$$

e, em módulo, tem-se:

$$|\vec{a}_{CH}| = 2 \Omega \vec{V}_z \operatorname{sen} |\phi| = f \vec{V}_z. \quad (\text{I.11.13})$$

com $\Omega = 7,292 \times 10^{-5}$ radianos por segundo.

12. Exercícios.

1 - Demonstrar que o raio (r) de qualquer paralelo pode ser obtido, em função da latitude (ϕ) e do raio médio R da Terra (considerada esférica), pela expressão: $r = R \cos \phi$. A partir desse resultado, calcular:

- a) a distância correspondente ao incremento de 1° de longitude ao longo do equador e do paralelo de 30° S; e
- b) a velocidade tangencial de rotação de um observador, localizado no equador e à latitude de 30° S.

2 - O raio médio do Sol está estimado em $6,96 \times 10^{10}$ cm. Para que se tenha uma idéia melhor das proporções do sistema Terra-Sol, considere-se aquele astro representado por uma bola com 6,96 cm de raio. Mantidas as mesmas proporções, pede-se determinar:

- a) qual o raio da esfera que representaria a Terra; e
- b) a que distância esta esfera deveria ser colocada da que representa o Sol, para que traduzisse a distância média Terra-Sol.

3 - Usando papel milimetrado, desenhar a curva que representa a variação da declinação do Sol ao longo do ano e determinar, graficamente, para o caso da cidade onde reside, quais as datas aproximadas em que a culminação deste astro é zenital.

4 - Desenhar as curvas que representam a variação anual do fotoperíodo no Recife (8° 11'S, 34° 55'W) e em Porto Alegre (30° 02'S, 51° 13'W).

5 - Um passageiro deseja viajar do Recife (8° 11'S, 34° 55'W) para São Caetano (8° 18'S, 36° 09'W), no ônibus que parte às 11 horas, ocupando uma cadeira junto à janela (para apreciar a paisagem). Considerando que a rodovia se estende praticamente de leste para oeste, de que lado do ônibus deveria sentar-se o passageiro a fim de não ser muito importunado pelo Sol, caso essa viagem ocorresse

- a) em junho ?
- b) em dezembro ?

6 - Para um observador localizado no Recife (8° 11'S, 34° 55'W) deseja-se saber, por ocasião do nascimento, do ocaso e da culminação do Sol (meio-dia solar verdadeiro), em 22 de junho e em 21 de dezembro,

- a) o ângulo de elevação e o azimute do Sol; e
- b) a hora indicada no relógio (supostamente correta).

7 - Calcular o valor teórico da aceleração da gravidade para a altitude de 20 km, à latitude de 20° S e verificar o erro relativo cometido ao se considerar g praticamente constante ao longo da vertical.

8 - Determinar a altitude equatorial na qual a aceleração da gravidade torna-se nula, para um satélite geoestacionário.

9 - Mostrar que, se \vec{R} e \vec{r} representam os raios da Terra e de um paralelo, respectivamente, então:

$$\vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{R}) = \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r})$$

10 - Estabelecer o módulo e a direção da aceleração de Coriolis quando o vento procede de sul, a uma velocidade de 10 m s⁻¹,

- a) em Fernando de Noronha (4°S, 32°25'W); e
- b) em Lisboa (38°43'N, 9°09'W).

11 - Explicar porque a água, inicialmente em repouso numa pia, ao escoar pelo ralo, desenvolve uma circulação horária no Hemisfério Sul e anti-horária no Hemisfério Norte.

CAPÍTULO II

TEMPERATURA.

1. Observações da temperatura.

1.1 - Temperatura do ar à superfície.

As expressões *temperatura do ar à superfície* e *temperatura do ar à sombra* são usadas em meteorologia, de modo equivalente, para traduzir a temperatura reinante em um ponto da atmosfera próximo à superfície da Terra.

Para os propósitos da análise sinótica do estado da atmosfera, as observações da temperatura do ar à superfície devem ser efetuadas a uma altura de 1,25 a 2,00 m acima do terreno. São observações simultaneamente realizadas em todas as estações integrantes da rede sinótica mundial, de conformidade com horários estabelecidos por acordo entre os países participantes.

Para fins climatológicos, seria interessante que as observações da temperatura do ar fossem feitas de acordo com a hora solar média local, já que pode haver uma grande defasagem entre esta e a hora legal (tópico I.9.4 - Equação do tempo). Esta recomendação prende-se ao fato de ser o Sol o principal responsável pelo comportamento temporal da temperatura do ar. A pequena diferença (em geral de poucos minutos) existente entre a hora solar verdadeira e a hora solar média local não deve introduzir erros apreciáveis.

No Brasil, a maioria das estações meteorológicas realiza uma rotina de observações orientada à previsão do tempo (aplicação sinótica) e não à Climatologia. Desse modo, as médias dos valores da temperatura do ar, obtidos simultaneamente (durante uma mesma observação sinótica) na estação do Recife (8°11'S, 34°55'W) e

de Rio Branco (9°58' S, 67°49' W), por exemplo, não se referem ao mesmo momento do dia solar desses locais. De fato, a diferença de longitude entre eles corresponde a um intervalo de tempo de mais de duas horas. Mesmo levando em conta duas localidades situadas em um dado fuso horário legal, a diferença entre a hora solar em ambas pode ultrapassar 60 minutos.

O horário adotado para a realização de observações agrometeorológicas e micrometeorológicas depende das imposições da pesquisa a ser conduzida. A temperatura do ar, nesses casos, é normalmente tomada, simultaneamente, a diversas distâncias do solo, procedimento indispensável quando se deseja conhecer sua variação com a altura (perfil de temperatura do ar). Tal conhecimento é necessário quando se pretende estudar o fluxo turbulento de calor na camada atmosférica justa-posta à superfície.

A expressão *temperatura do ar à superfície* aplica-se, ainda, à temperatura do ar adjacente à superfície do oceano ou de lagos, determinada através de instrumentos instalados em bóias, em plataformas flutuantes, ou em navios. Nestes, o local de observação (quase sempre o tombadilho) dificilmente permite que as determinações sejam feitas entre 1,25 e 2,00 m acima da superfície líquida. Na prática não é fácil fixar precisamente essa altura, dada a presença de ondas.

A temperatura à superfície terrestre propriamente dita também pode ser obtida através de sensores instalados em satélites meteorológicos, desde que não haja nuvens presentes no céu.

1.2 - Temperatura do ar afastado da superfície.

A determinação da temperatura do ar em níveis elevados da atmosfera será abordada no Capítulo IV, quando se tratar da prospecção da atmosfera. Em suas atividades de acompanhamento e de previsão do estado prevalecente do tempo, os meteorologistas usam, também, dados coletados por aeronaves em voo. Pesquisas especiais, relativas à temperatura do ar na alta atmosfera, podem requerer, ainda, o emprego de foguetes.

A partir de imagens de satélites meteorológicos botem-se rotineiramente a temperatura do topo da mais elevada camada de nuvens, se houver.

1.3 – Temperatura do solo e da água.

Nas observações de rotina, executadas por estações meteorológicas convencionais, a temperatura do solo deve ser sistematicamente tomada às profundidades

padrão de 2, 5, 10, 20, 50 e 100 cm (O.M.M., 1971). Estudos agrometeorológicos ou micrometeorológicos podem requerer a investigação do comportamento térmico do solo (para a determinação de fluxos de calor) em outras profundidades.

Observações da temperatura da água a diferentes profundidades são igualmente desejáveis nas estações oceânicas e lacustres. Dados dessa natureza são relativamente raros, dificultando muitas pesquisas em tais ecossistemas.

Temperaturas da superfície do mar (TSM) são rotineiramente obtidas a partir de satélites e utilizadas na previsão numérica do tempo, em simulações do comportamento da atmosfera através de modelos numéricos e em muitos outros estudos específicos. Dados de TSM são importantes na previsão de rotas de tormentas, especialmente dos furacões tropicais.

2. Unidades de medida.

A escala Celsius, ou centígrada ($^{\circ}\text{C}$) é internacionalmente aceita e recomendada para o intercâmbio de dados. A escala absoluta (K) é usada para fins científicos. Infelizmente, alguns países ainda insistem em manter a escala Fahrenheit. A conversão das escalas Fahrenheit ($^{\circ}\text{F}$), Celsius ($^{\circ}\text{C}$) e absoluta (K) é feita através das seguintes relações:

$$t\ ^{\circ}\text{C} / (t\ ^{\circ}\text{F} - 32^{\circ}) = 100^{\circ} / 180^{\circ}; \quad (\text{II.2.1})$$

$$t\ \text{K} = 273,16 + t\ ^{\circ}\text{C}; \quad (\text{II.2.2})$$

em que t designa a temperatura expressa na correspondente escala. Na escala Fahrenheit, o ponto de fusão da água corresponde a $32\ ^{\circ}\text{F}$ e o de ebulição a $212\ ^{\circ}\text{F}$. A diferença entre eles ($180\ ^{\circ}\text{F}$) equivale, na escala Celsius, a $100\ ^{\circ}\text{C}$. É claro que $0^{\circ}\text{C} = 273,16\ \text{K}$.

3. Termómetros e termógrafos.

3.1 - Termômetros convencionais.

Termômetros são instrumentos destinados à determinação direta da temperatura. Fornecem, em geral, o valor instantâneo dessa variável. Em Meteorologia, os termômetros convencionais são do tipo líquido-em-vidro, cujo princípio de funcionamento se baseia na variação do volume de um líquido apropriado (o elemento sensível), em resposta a uma mudança da temperatura do meio em que está situado o instrumento (Fig. II.1).

Os termômetros convencionais são constituídos por um tubo capilar de vidro (assim chamado por ter o diâmetro interno muito pequeno), hermeticamente fechado, tendo uma das extremidades muito dilatada, formando um depósito: o bulbo. A extremidade oposta dispõe apenas de uma pequena dilatação, denominada câmara de expansão. O bulbo e uma porção variável do tubo capilar contém o líquido usado como elemento sensível. A parte do tubo capilar, ocupada pelo líquido, recebe o nome de coluna termométrica e seu comprimento varia em função da temperatura ambiente (Fig. II.1).

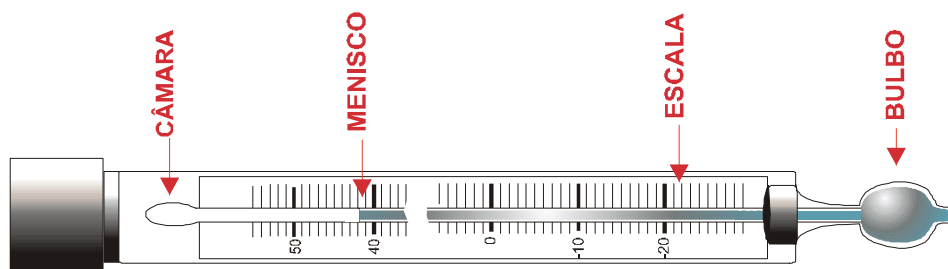


Fig. II.1 - Esquema de um termômetro convencional de mercúrio em vidro.

Quase sempre o mercúrio é usado como elemento sensível dos termômetros convencionais, pois apresenta uma série de vantagens:

- coeficiente de dilatação linear elevado;
- temperatura de congelamento baixa ($-37,8\text{ }^{\circ}\text{C}$);
- temperatura de ebulição alta ($360\text{ }^{\circ}\text{C}$).

O álcool etílico, ou uma mistura de mercúrio e tálcio, é empregada quando o termômetro se destina a operar sob temperaturas abaixo de $-36\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Alguns modelos, como é o caso dos termômetros clínicos, possuem a escala gravada no próprio tubo capilar, cuja parede é mais espessa (sem que haja aumento do diâmetro interno). Em outros, o tubo capilar está fixado a uma placa de madeira, metal ou vidro opaco, na qual se encontra gravada a escala (Fig. II.1). Os melhores termômetros convencionais, porém, são os que possuem o tubo capilar e a escala dentro de uma ampola de vidro transparente, deixando de fora apenas o bulbo (Fig. II. 6). A ampola, como um todo, é chamada haste.

A expressão “leitura de um termômetro” refere-se à avaliação da temperatura por ele indicada. Nos termômetros de líquido-em-vidro, equivale a estabelecer, analogicamente, o valor da escala que corresponde à extremidade da coluna termométrica (menisco). Nesses instrumentos, deve-se ter o cuidado de evitar erros de para-

laxe, pois a escala e a coluna não se encontram no mesmo plano (Fig. II.2). Os termômetros elétricos normalmente estão acoplados a um visor que permite a leitura digital, evitando erros desse tipo.

Em geral, a leitura feita num termômetro não corresponde realmente à temperatura. Pequenos defeitos podem ser detectados após a fabricação, exigindo que se façam ajustes nos valores lidos, para que se obtenha a temperatura real. Tais ajustes são chamados correções instrumentais, não devem ser superiores a poucos décimos de grau e constam do certificado de calibragem que acompanha cada instrumento.

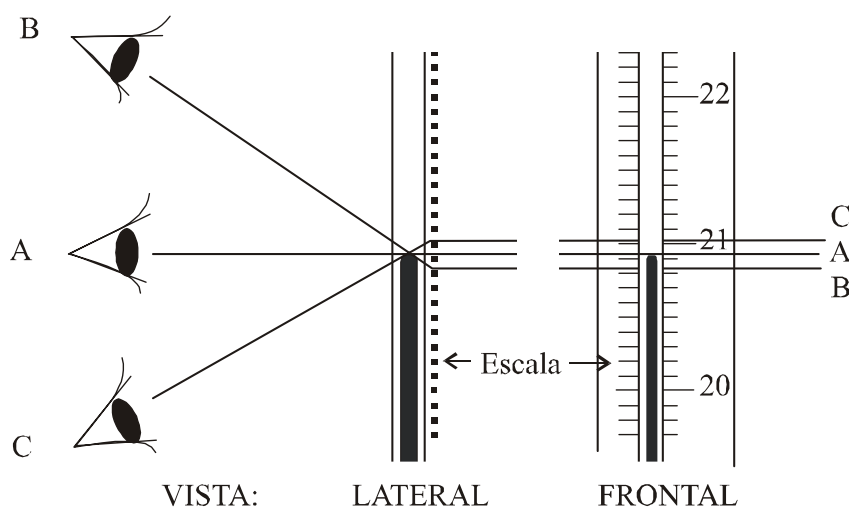


Fig. II.2 - Maneiras correta (A) e incorretas (B e C) de efetuar a leitura de um termômetro convencional. Nas situações B e C há erro de paralax.

Em Meteorologia, ainda são usados diferentes tipos de termômetro de líquido-em-vidro, cuja descrição sumária será abordada a seguir.

3.1.1 - Termômetros comuns.

Nos termômetros comuns, também chamados termômetros ordinários (Fig. II.1), o líquido empregado é o mercúrio (Hg). Também são desse tipo os termômetros usados nos psicrômetros mais simples e que serão abordados no Capítulo IV.

3.1.2 - Termômetros de solo.

Termômetros de solo são termômetros comuns, que servem para a observa-

ção da temperatura no interior do solo e, por essa razão, referidos na literatura especializada como geotermômetros.

Os termômetros de solo para as profundidades de 2, 5, 10, 20, 30 e 50 cm têm a haste longa e flexionada (Fig. II.3), permitindo que a porção enterrada fique na vertical, enquanto a parte emergente forma com a superfície do solo um ângulo de 60° , o que facilita a realização das leituras. O geotermômetro para 100 cm tem a haste reta, inserida em um suporte cilíndrico, que se desloca dentro de um tubo-guia, mantido no solo. Esse termômetro é retirado do solo por ocasião da leitura. Para evitar alteração da coluna, enquanto permanece fora do solo, o bulbo desse geotermômetro está inserido em um bloco de material apropriado, que retarda as trocas de calor.

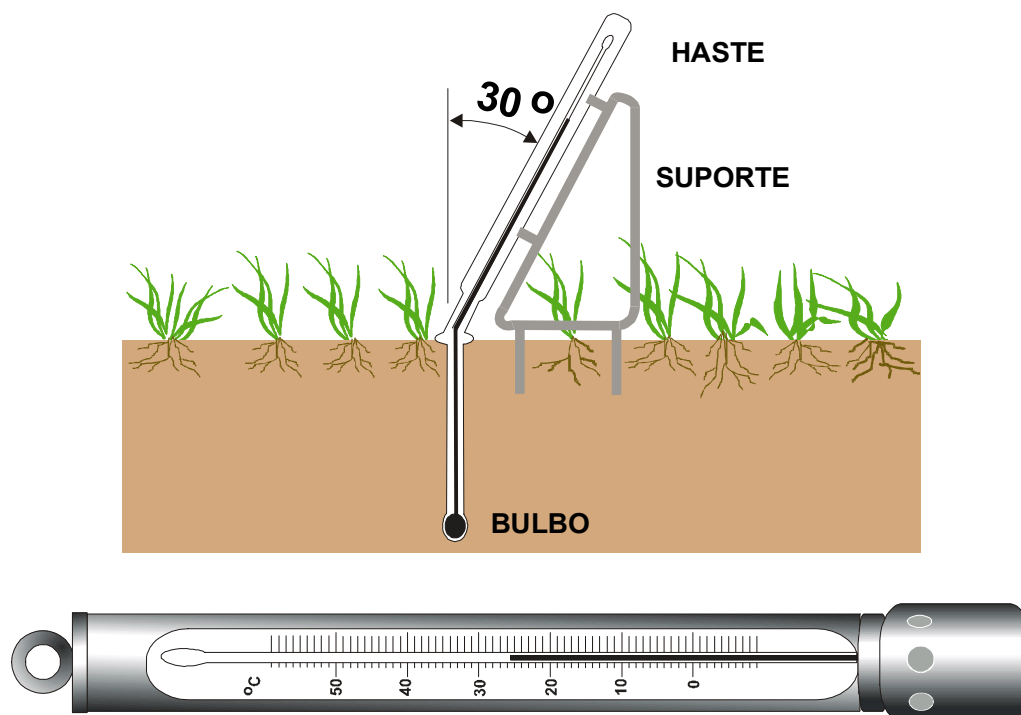


Fig. II.3 - Esquema de um termômetro de solo (acima) e de um termômetro de imersão (abaixo)

3.1.3 - Termômetro de imersão.

É um termômetro comum, destinado à observação da temperatura da superfície da água. Para isso, o bulbo situa-se em um reservatório cilíndrico metálico, do-

tado de orifícios laterais (Fig. II.3), ficando a haste envolta por um tubo, também metálico e de menor diâmetro, tendo uma abertura que permite olhar a escala. Para efetuar a determinação da temperatura, o recipiente é parcialmente imerso, de modo que somente a água superficial, penetrando pelos orifícios laterais, encha o recipiente e entre em contacto com o bulbo. O resto do instrumento não deve ser imerso, sendo sustentado pelo operador. Após alguns minutos (tempo necessário para que o bulbo entre em equilíbrio térmico com a água) o termômetro é levantado, ainda com o recipiente cheio, para a leitura. Depois da leitura é esvaziado.

3.1.4 - Termômetro de máxima.

Os termômetros de máxima utilizam, também, o mercúrio como elemento sensível. Esses instrumentos se destinam a indicar a mais elevada temperatura que se verifica em determinado local, durante um dado intervalo de tempo (temperatura máxima). Exatamente por isso, possuem um estrangulamento no tubo capilar, situado nas proximidades do bulbo, que permite apenas a saída do mercúrio deste para aquele. O dispositivo (Fig. II.4) impede o retorno do mercúrio ao bulbo quando a temperatura ambiente começa a diminuir. Por conseguinte, a extremidade da coluna termométrica estará sempre indicando a temperatura mais elevada a que foi submetido o instrumento, a partir do instante de sua última reinstalação.

O termômetro de máxima permanece em um suporte especial, que o mantém inclinado cerca de 5° em relação ao plano do horizonte local, estando o bulbo em um nível mais baixo que o da câmara de expansão. Com isso evita-se que o mercúrio da coluna, seccionada pelo estrangulamento, desloque-se para a câmara.

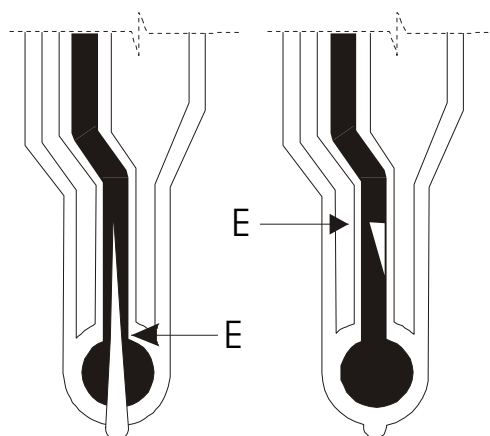


Fig. II.4 - Diferentes tipos de estrangulamento (E) do tubo capilar, em termômetros de máxima.

Terminada a leitura, o termômetro de máxima deve ser retirado de seu suporte e novamente preparado para o próximo intervalo. A preparação consiste em, segurando-o pela haste, imprimir-lhe movimentos vigorosos, rápidos e firmes, de cima para baixo, com o objetivo de fazer retornar ao bulbo a maior quantidade de mercúrio possível (Fig. II.5). Após a preparação, o termômetro de máxima deverá ficar indicando uma temperatura igual ou inferior à do ar (obtida a partir do termômetro de bulbo seco do psicrômetro). Algumas vezes, para facilitar o retorno do mercúrio ao bulbo, é conveniente molhá-lo antes de iniciar essa operação. Concluída a preparação, o instrumento é reinstalado em seu suporte.

A presença de fraturas na coluna e de gotículas de mercúrio ao longo do tubo capilar normalmente indicam que o termômetro de máxima foi submetido a pancada (Varejão-Silva, 1982) e o tornam imprestável às observações. Para reincorporar as gotículas à coluna, normalmente basta colocar o termômetro com o bulbo para cima, até que o mercúrio ocupe toda a câmara de expansão. No caso de haver fraturas, segura-se o instrumento verticalmente com o bulbo para cima e aplicam-se, com a outra extremidade, pequenas pancadas na palma da mão. Pacientemente, esse procedimento poderá eliminá-las.

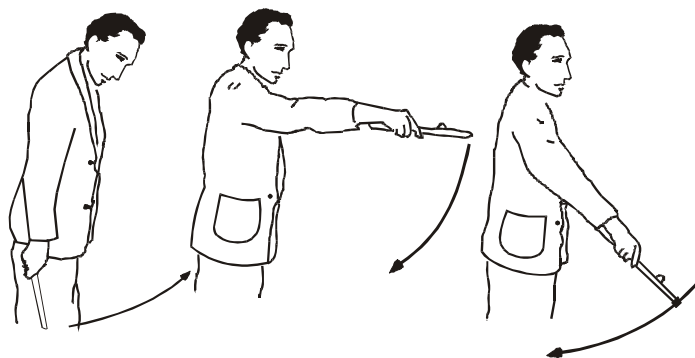


Fig. II.5 - Movimento necessário à preparação de um termômetro de máxima.

3.1.5 - Termômetro de mínima.

O termômetro de mínima serve para indicar a menor temperatura ocorrida em um determinado intervalo de tempo. Possui o bulbo bifurcado (Fig. II.6) para aumentar sua eficiência e têm como elemento sensível o álcool etílico. No interior do tubo capilar há um índice de fibra, em forma de halteres, imerso no álcool. A extremidade do alteres voltada para o bulbo será designada como proximal e a outra como distal.

A redução da temperatura ambiente provoca o movimento do menisco em direção ao bulbo. Atingindo a extremidade distal do índice, o menisco adere a ele, des-

locando-o. O arraste se verifica enquanto a temperatura ambiente estiver diminuindo. Quando a temperatura ambiente volta a aumentar, o álcool flui livremente entre o vidro e o índice (o menisco se desprende de sua extremidade distal), deixando-o na posição atingida ao se verificar a temperatura mais baixa. A extremidade distal do índice indica a menor temperatura a que esteve exposto o instrumento, em um dado intervalo de tempo.

Nos abrigos termométricos convencionais o termômetro de mínima é instalado no mesmo suporte do de máxima, porém em posição horizontal. Após cada leitura, deve-se retirá-lo do suporte e incliná-lo, com o bulbo para cima. Assim, o índice se move, até que a sua extremidade distal adira ao menisco do álcool. Essa operação é conhecida como preparação do termômetro de mínima e, uma vez terminada, o termômetro deverá ser reinstalado no suporte próprio, para novo período de funcionamento.

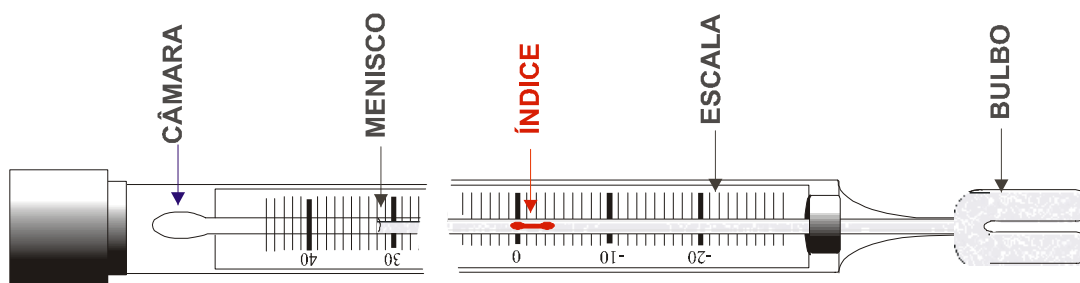


Fig. II.6 - Termômetro de mínima.

No manuseio dos termômetros de mínima deve-se evitar expô-los à luz solar direta ou a qualquer outra fonte de calor. O aquecimento geralmente provoca a evaporação do álcool e sua posterior condensação ao longo do tubo capilar, formando diminutas gotas. Tais gotas são difíceis de reincorporação à coluna, exigindo uma paciente operação de aquecimento do termômetro em banho-maria, como máximo cuidado para que o álcool não invada a câmara de expansão pois, se isto acontecer, o bulbo provavelmente estourará.

A luz do Sol, por outro lado, tende a causar a polimerização do álcool, o que aumenta a probabilidade de formação de fraturas na coluna e termina por inutilizar o termômetro. Fraturas eventuais podem ser removidas quase sempre, fazendo-as atravessar pelo próprio índice e usando-o para conduzi-las em direção ao menisco. Nessa operação será necessário aplicar pequenas pancadas com a haste na palma da mão.

Em condições normais de funcionamento, o menisco do álcool deve indicar

uma leitura que, após corrigida do erro instrumental, corresponde à temperatura do ar (fornecida pelo termômetro de bulbo seco do psicrômetro, assunto que será abordado no Capítulo IV). Quando isso não ocorre e não houver fraturas na coluna, provavelmente o termômetro de mínima tornou-se imprestável, devido à polimerização do álcool e deverá ser substituído.

3.2 - Termógrafos convencionais (mecânicos).

Termógrafos são instrumentos destinados a fornecer um registro contínuo da temperatura durante um certo intervalo de tempo (Fig. II.7). O termo "convencional" está sendo empregado para designar aqueles equipamentos puramente mecânicos, ainda encontrados em muitas estações meteorológicas.

De um modo geral são constituídos por uma unidade sensora que, sob variações da temperatura ambiente, aciona um sistema de alavancas. Esse sistema termina por deslocar uma haste, em cuja extremidade está a pena registradora. O movimento da haste da pena se efetua em um plano vertical, fazendo com que a própria pena se desloque ao longo de um segmento de arco.

O deslocamento da pena fica registrado em um diagrama de papel (o termograma), fixado no tambor rotativo que se move sob ela (Fig. II.7). Em geral, o tambor efetua uma rotação a cada 25 horas, permitindo que se obtenha um gráfico contínuo, durante 24 horas consecutivas. O termograma, que é substituído diariamente a uma determinada hora, tem a escala vertical expressa em unidades de temperatura e a escala horizontal em unidades de tempo.

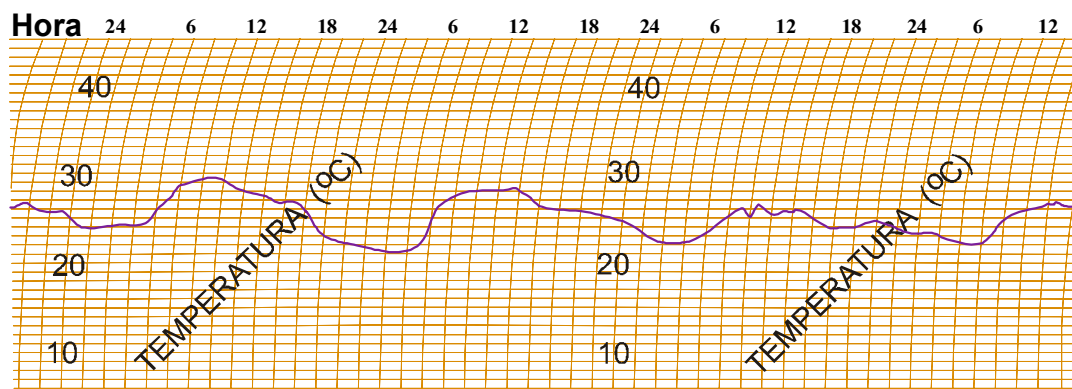


Fig. II.7 - Esquema de um termograma (registro termográfico).

Os termógrafos mecânicos são classificados em três tipos (Fig. II.8), de acordo com o elemento sensível de que se utilizam, os quais serão discutidos a seguir.

3.2.1 - Termógrafos bimetálicos.

O elemento sensível dos termógrafos bimetálicos (Fig. II.8) é uma lâmina, em forma de "C", constituída pela união de duas placas de mesmo tamanho, porém confeccionadas com metais de diferentes coeficientes de dilatação: o bronze e o invar (liga de cobre e constantan). Uma das extremidades da lâmina bimetálica é solidária ao chassis do instrumento e a outra fica presa ao sistema de alavancas. Qualquer variação na temperatura altera a curvatura da lâmina e aciona o sistema.

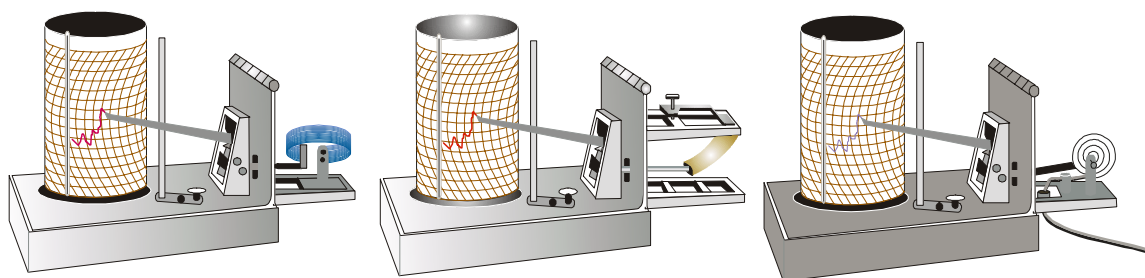


Fig. II.8 - Termógrafos bimetálico (esquerda), de tubo de Bourdon (centro) e de mercúrio-em-aço (direita), todos sem a tampa protetora.

3.2.2 - Termógrafos de tubo de Bourdon.

O elemento sensível desses instrumentos é um tubo curvo e achatado de metal flexível, hermeticamente fechado, contendo álcool: o tubo de Bourdon (Fig. II.8). Uma das extremidades desse tubo é fixa no chassis do aparelho e a outra está presa ao sistema de alavancas. Variações da temperatura ambiente alteram o volume do álcool e, portanto, a curvatura do tubo, causando movimento na pena registradora.

3.2.3 - Termógrafos de mercúrio-em-aço.

Nesses instrumentos há um tubo espiralado (Fig. II.8), que se comunica com um bulbo de aço (não mostrado na Fig. II.8), através de um tubo capilar, também de

aço. Esse conjunto está totalmente cheio com mercúrio, seu elemento sensível. Quando uma alteração na temperatura ambiente modifica o volume do mercúrio existente no bulbo (o sensor), ocorre uma deformação no tubo espiralado e o sistema de alavancas é acionado

O capilar de aço, que pode ter várias dezenas de metros de comprimento, é confeccionado de modo a compensar, automaticamente, o efeito térmico de dilatação-contracção (do contrário atuaria como sensor também). A compensação é conseguida colocando-se um tubo de invar, de diâmetro apropriado, por dentro do capilar de aço.

Dos termógrafos convencionais, estes são os mais indicados para registrar a temperatura em pontos distantes do mecanismo de registro (até cerca de 50 m), característica que os tornou muito usados como geotermógrafos.

3.3 - Termômetros e termógrafos não convencionais.

Enquadram-se nessa categoria os modernos instrumentos que possuem sensores elétricos, normalmente integrantes das plataformas de coleta de dados (PCD) meteorológicos. Os termosensores elétricos mais comumente empregados são:

- pequenos resistores construídos com fio muito fino (cerca de 0,01 mm de diâmetro) de platina ou níquel, cuja resistência varia com a temperatura, de acordo com uma curva de calibragem previamente estabelecida;

- junções duplas de fios de metais diferentes — geralmente cobre e constantan (liga de cobre e níquel) — chamadas pares termoeletricos ou termopares e que produzem corrente elétrica quando submetidas a temperaturas distintas (uma das junções age como sensor e a outra como referência); e

- cristais cuja resistência à corrente elétrica depende da temperatura a que estão submetidos, denominados termistores.

A corrente produzida, ou a variação da resistência elétrica causada pelo sensor é analisada por um circuito eletrônico e a temperatura correspondente é exibida em um visor (digitalmente), registrada em papel (gráfico) ou gravada em fita magnética (para posterior processamento em computador).

Além desses há os termômetros de radiação infravermelha, que utilizam diodos sensíveis à energia radiante compreendida entre 8 e 14 μ de comprimento de onda. O princípio de funcionamento desses instrumentos reside no fato de haver uma relação funcional entre a temperatura de uma superfície e a quantidade de energia calorífica que emite por unidade de tempo e de área (Lei de Stefan-Boltzman).

Assim, assumidas determinadas hipóteses, medindo-se a quantidade de energia calorífica emitida por uma superfície, é possível determinar sua temperatura.

Tais instrumentos são especialmente úteis quando se deseja conhecer a temperatura da superfície de organismos vivos, já que dispensam o contacto direto do sensor com a superfície (limbo foliar, epiderme animal etc.) objeto da observação.

O progresso observado na área de sensoriamento remoto, usando sensores de radiação, tem possibilitado obter informações preciosas quanto à distribuição da temperatura na superfície terrestre através de satélites. Todavia, essa técnica não dispensa as observações diretas da temperatura, que servem de base para a calibragem dos modelos usados no sensoriamento remoto.

4. Tempo de resposta de termômetros.

Para que um termômetro possa funcionar adequadamente, é necessário que esteja em equilíbrio térmico com o ambiente, cuja temperatura se deseja conhecer. Uma vez submetido a uma temperatura diferente, suas leituras vão se aproximando, gradualmente, do valor real. O intervalo de tempo necessário para adaptar-se às novas condições é chamado tempo de resposta do instrumento.

Em Meteorologia, porém, o emprego de termômetros com resposta muito rápida não é aconselhável (O.M.M., 1969). No caso da temperatura do ar, por exemplo, que pode variar 1 ou 2°C em poucos minutos, o uso de termômetros com pequeno tempo de resposta exigiria uma série de leituras, de cujos valores seria extraída a média. Reciprocamente, se fossem empregados termômetros de resposta muito lenta, o retardamento em adaptar-se termicamente ao ambiente provocaria erros apreciáveis.

O intervalo de tempo necessário para que um instrumento acuse 63% de uma mudança brusca da variável à qual é sensível, chama-se coeficiente de retardamento. Em termômetros usados para observar a temperatura do ar, recomenda-se um coeficiente de retardamento entre 30 e 60 segundos, sob um fluxo de ar de 5 m s^{-1} .

Quando a temperatura ambiente sofre uma variação relativamente brusca, a coluna termométrica não a acusa de imediato. O mesmo se verifica quando um termômetro é mudado para outro ambiente, cuja temperatura difere sensivelmente daquela reinante no anterior. A taxa segundo a qual a leitura termométrica vai se aproximando do valor final depende das propriedades do meio (velocidade do ar, por exemplo), além das dimensões e do material de fabricação do próprio instrumento. Aceita-se que essa taxa obedece à seguinte expressão:

$$dT/dt = (1/\tau) (T - T_r), \quad (\text{II.4.1})$$

em que T representa a temperatura instantânea (leitura do termômetro corrigida do erro instrumental, se houver), T_r indica a temperatura real à qual tende o valor de T , τ é o coeficiente de retardamento do termômetro em causa e t designa o tempo. Admitindo que T_r não se altera durante o pequeno intervalo de tempo necessário à estabilização da leitura, pode-se integrar a equação precedente, obtendo-se:

$$T - T_r = (T_0 - T_r) \exp\left\{-\left(1/\tau\right) t\right\}, \quad (\text{II.4.2})$$

onde T_0 corresponde à temperatura do termômetro antes de ser submetido às novas condições. A equação anterior comprova que T_r deverá aproximar-se assintoticamente de T . Fazendo $t = \tau$, verifica-se que o coeficiente de retardamento (τ) é o tempo necessário para que a diferença $T - T_r$ seja reduzida de $e^{-1} = 0,37$ do valor inicial ($T_0 - T_r$). Pode-se, ainda colocar essa equação sob a forma:

$$\ln(T - T_r) = \ln(T_0 - T_r) - (1/\tau) t. \quad (\text{II.4.3})$$

Vê-se que o valor de τ pode ser determinado graficamente, plotando-se os pontos correspondentes às diversas temperaturas (obtidas sucessivamente durante o período de estabilização da coluna termométrica), em um diagrama cuja coordenada vertical (y) seja $\ln\{(T - T_r) / (T_0 - T_r)\}$ e a horizontal (x) represente o tempo t . Com isto, a equação anterior passa à forma:

$$y = (-1/\tau) x \quad (\text{II.4.4})$$

e o conjunto de pontos deverá formar uma reta que passa pela origem dos eixos e cuja inclinação vale $-1/\tau$ (Middleton e Spilhaus, 1953). Essa determinação exige a presença de um outro termômetro que forneça T_r .

5. O abrigo de instrumentos.

Nas estações meteorológicas convencionais, as observações da temperatura do ar (instantânea, máxima e mínima) são obtidas a partir de termômetros instalados no interior do chamado abrigo de instrumentos (Fig. II.9). Esses abrigos evitam que a luz do Sol incida diretamente sobre os sensores de temperatura, mantendo-os, ao mesmo tempo, em um ambiente aceito como adequadamente ventilado.

A geometria e os materiais empregados na fabricação dos abrigos de instrumentos, para fins meteorológicos, variam de país para país. No Brasil, são confeccionados com duas caixas de madeira, uma por dentro da outra, cujas paredes laterais possuem venezianas com inclinação oposta (Fig. II.9). As portas estão situadas de um só lado e, quando o abrigo é instalado, devem ficar orientadas para o pólo do

Hemisfério em que se encontra; as duas paredes laterais ficam orientadas na direção norte-sul verdadeira. Isto minimiza o risco de penetração da luz solar, que atingiria os instrumentos quando o abrigo fosse aberto para a realização das leituras.

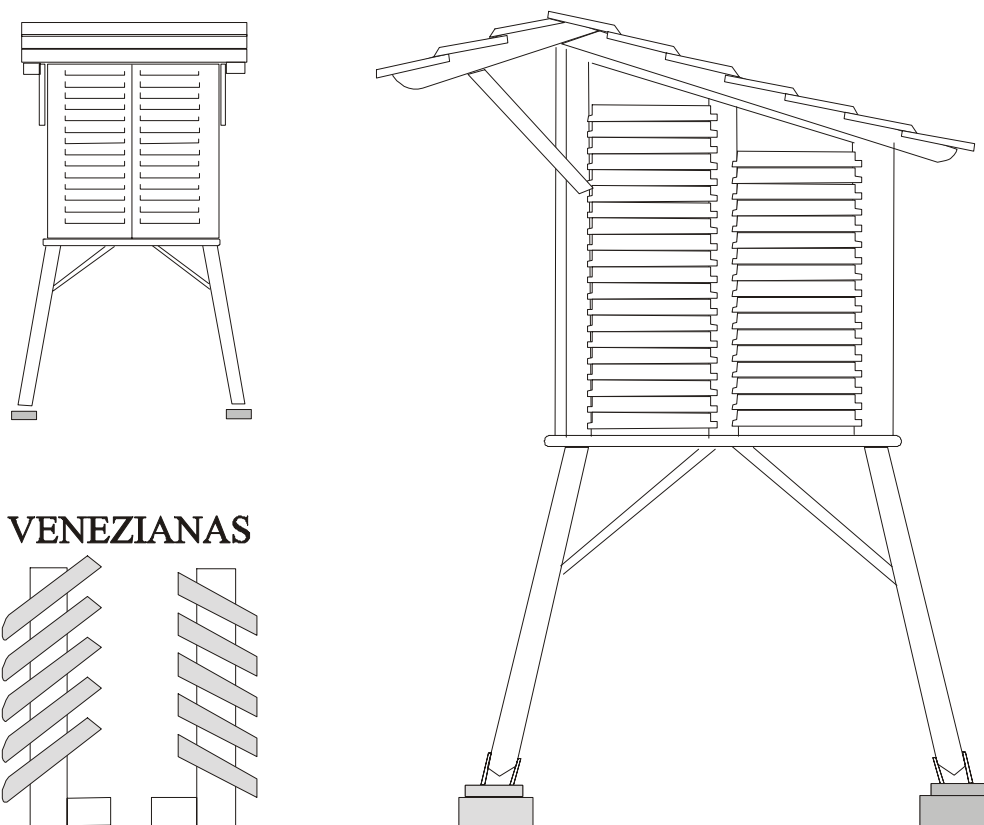


Fig. II.10 - Abrigo de instrumentos meteorológicos usado em estações convencionais. Em detalhe a disposição das venezianas, nas paredes externa e interna (Varejão-Silva, 1979).

Dentro desse abrigo são instalados os termômetros de máxima e mínima, o psicrômetro e o termohigrógrafo. Também pode ser encontrado ali um medidor de evaporação à sombra (evaporímetro).

As temperaturas obtidas no interior do abrigo de instrumentos não necessariamente representam as condições térmicas reinantes no ar que circula junto à comunidade vegetal presente nas vizinhanças da estação meteorológica. Tampouco equivalem (muita vez sequer se aproximam) às temperaturas que seriam observadas, em um dado instante, nas camadas atmosféricas justapostas à superfície do

solo, sob a copa das plantas, ou acima de superfícies líquidas próximas. O mesmo acontece, como decorrência, com os respectivos valores médios, sejam diários, semanais, mensais etc. Para estudos que requeiram informações localizadas da temperatura, portanto, é indispensável que se instale(m) o(s) sensor(es) diretamente no(s) ponto(s) desejado(s).

6. Temperaturas extremas e médias.

A mais elevada e mais baixa temperaturas observadas em um dado intervalo de tempo (que constituem as temperaturas extremas desse mesmo intervalo), são conhecidas como máxima e mínima. Quando o intervalo é de 24 horas tem-se apenas uma temperatura máxima e uma mínima. Em se tratando de períodos maiores (geralmente um mês, um ano etc.) usam-se as expressões "máxima absoluta" e "mínima absoluta", para ressaltar que se trata da maior máxima e da menor mínima. Nesse caso é costume obter, também, os correspondentes valores médios, referidos como "temperatura máxima média" e "temperatura mínima média".

Chama-se amplitude térmica à diferença entre as temperaturas extremas observadas em um dado período (dia, mês etc.).

Rigorosamente falando a "temperatura média" deveria referir-se à média aritmética de todas as temperatura observadas a intervalos regulares e curtos, em um dado período. Durante um dia, por exemplo, poderia ser calculada a partir dos valores observados a cada hora ou, mais rigorosamente ainda, a cada dez minutos. Na prática, porém, não é esse o procedimento adotado para fins climatológicos, embora o seja em muitos estudos de natureza micrometeorológica.

No Brasil, a temperatura média diária do ar, em cada estação meteorológica da rede oficial, é geralmente estimada através de um parâmetro que se convencionou chamar de "temperatura compensada". Para seu cálculo emprega-se a fórmula abaixo, desenvolvida por A. Serra, em 1938 (Serra, 1974):

$$t = (2 t_{00} + t_{12} + t_x + t_N) / 5, \quad (\text{II.6.1})$$

onde t_{00} e t_{12} referem-se, respectivamente, às temperaturas observadas às 00 e às 12 TMG, t_x traduz a temperatura máxima do dia em questão (obtida a partir do termômetro de máxima) e t_N especifica a temperatura mínima desse mesmo dia (resultante da leitura do termômetro de mínima).

Serra (1974) refere-se a estudos que conduziu comparando 154 médias diárias (calculadas com base em termogramas) com as temperaturas compensadas (computadas através da equação II.6.1), envolvendo sete localidades diferentes. Segundo aquele pesquisador, o desvio encontrado manteve-se entre $-0,3$ e $+0,1^\circ\text{C}$.

A frequência predominante (36% dos casos) estava associada a um desvio de $-0,1^{\circ}\text{C}$; em 26% dos 154 termogramas analisados o desvio foi nulo, isto é: a temperatura compensada coincidiu com a média real. Diante desses resultados, a temperatura compensada foi oficialmente adotada no Brasil, a partir de 01/01/1938, como parâmetro substituto da temperatura média diária, para fins climatológicos.

As temperaturas médias mensais e anual são, via de regra, computadas usando-se as temperaturas compensadas. Quando estão disponíveis apenas as temperaturas extremas diárias, a fórmula II.6.1 não pode ser empregada. Nessas circunstâncias, costuma-se estimar grosseiramente a média diária pela semi-soma de t_x e t_N .

7. Oscilações da temperatura do ar.

7.1 - Oscilações quase-instantâneas.

A temperatura do ar normalmente apresenta acentuadas variações temporais, mesmo quando são considerados intervalos de tempo relativamente pequenos. Usando equipamento bastante sensível para a época, Middleton (1943) já havia mostrado que não são raras flutuações da ordem de $\pm 2^{\circ}\text{C}$ em poucos minutos.

As variações quase-instantâneas da temperatura do ar à superfície são atribuídas à passagem de turbilhões (redemoinhos ou vórtices) convectivos pelo instrumento de medida. A periodicidade e a amplitude dessas oscilações dependem da frequência e do tamanho dos redemoinhos, que caracterizam o estado de agitação do ar (turbulência) em um dado local e instante. Nas vizinhanças da superfície terrestre, tais vórtices decorrem, principalmente, da resistência que a rugosidade natural da superfície oferece ao movimento do ar (turbulência mecânica) e da convecção, devida ao aquecimento da superfície pelo Sol. A turbulência mecânica tende a diminuir com a altura, o mesmo acontecendo com a amplitude e a frequência das oscilações da temperatura.

As aplicações sinóticas e climatológicas de rotina não exigem o conhecimento das flutuações quase-instantâneas da temperatura do ar. A frequência e a amplitude dessas oscilações, no entanto, são informações importantes para investigações efetuadas no âmbito da agrometeorologia e da micrometeorologia, pois estão associadas à eficiência dos vórtices turbulentos em transferir verticalmente calor, vapor d'água, poluentes etc., próximo da superfície. Em tais estudos é conveniente usar sensores de resposta muito rápida, diretamente interligados a computadores capazes de processar os dados coletados.

7.2 - Oscilação diária da temperatura do ar.

A temperatura do ar à superfície, apresenta um ciclo diário (Fig. II.7), passando por um máximo (temperatura máxima do dia) e por um mínimo (temperatura mínima do dia). Em situações normais, valor máximo ocorre cerca de duas horas depois da culminação do Sol; o mínimo acontece pouco antes do nascimento do Sol. A presença de fenômenos capazes de perturbar o estado prevalecente da atmosfera (como uma invasão de ar frio, por exemplo), pode alterar a expectativa quanto aos horários prováveis de ocorrência das temperaturas extremas.

A curva diária típica da temperatura do ar à superfície, para um determinado local e período, pode ser obtida tomando-se a média aritmética dos valores horários, extraídos dos termogramas. A comparação de curvas que exprimem a variação diária da temperatura do ar revela que, nas regiões tropicais, a amplitude térmica diária é, em geral, muito maior que a observada em latitudes não tropicais. De fato, nos trópicos é normalmente grande a diferença entre as temperaturas extremas diárias.

7.3 - Oscilação anual da temperatura do ar.

Para verificar a oscilação anual das temperaturas máxima, compensada e mínima, devem-se obter, inicialmente, as respectivas médias mensais. As curvas que representam a variação mês a mês dessas temperaturas revelam uma acentuada correlação com a energia recebida do Sol (Fig. II.10). Nota-se que o valor anual mais baixo das médias das temperaturas (máxima, compensada e mínima) ocorre um ou dois meses após o mínimo de energia solar ter acontecido; fato semelhante se verifica com respeito às médias mais elevadas (Fig. II.10).

O efeito que a variação do suprimento de energia solar causa na temperatura apresenta, portanto, uma certa defasagem. Isso torna-se mais evidente quando são comparadas as médias de temperatura e energia solar, calculadas em relação a um período de vários anos (Fig. II.11), pois, com o aumento da série de dados, ambas as curvas tendem à forma típica da localidade.

Em muitas localidades, a curva que traduz a variação da temperatura média mensal do ar à superfície apresenta dois máximos, um dos quais secundário, revelando a existência de outros fenômenos (igualmente periódicos) que interferem profundamente no saldo de energia.

A variação anual da temperatura compensada, nas cidades de Lages (27° 49' S, 50° 20' W, 926 m) e Camburiú (27° 00' S, 48° 38' W, 8 m), ambas no Estado de Santa Catarina, ilustram bem esse fato (Fig. II.12), indicando um mínimo secundário em março. Ambas têm praticamente a mesma forma e o deslocamento vertical de uma em relação à outra deve-se, basicamente, ao efeito de altitude.

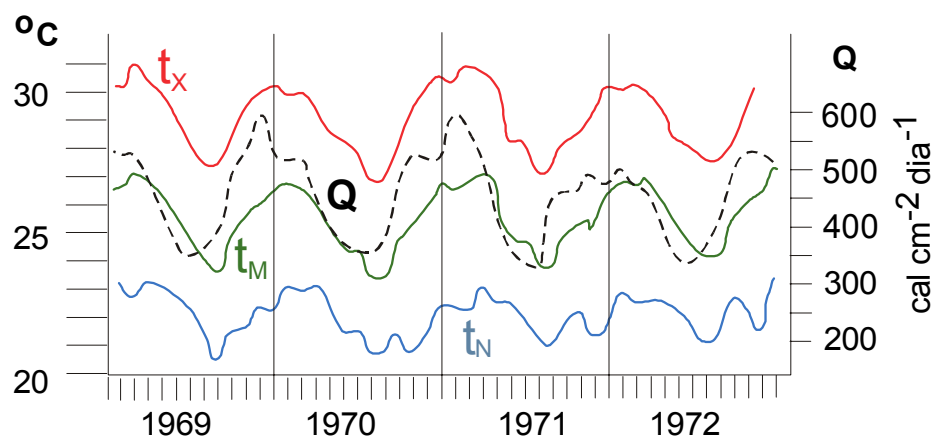


Fig. II.10 - Médias mensais das temperaturas máxima (t_x), compensada (t_m) e mínima (t_n) do ar à superfície ($^{\circ}\text{C}$) e da radiação global (Q) incidente ($\text{cal cm}^{-2} \text{dia}^{-1}$) no Recife ($8^{\circ} 11' \text{ S}$, $34^{\circ} 55' \text{ W}$, 4 m), entre 1969 e 1972.

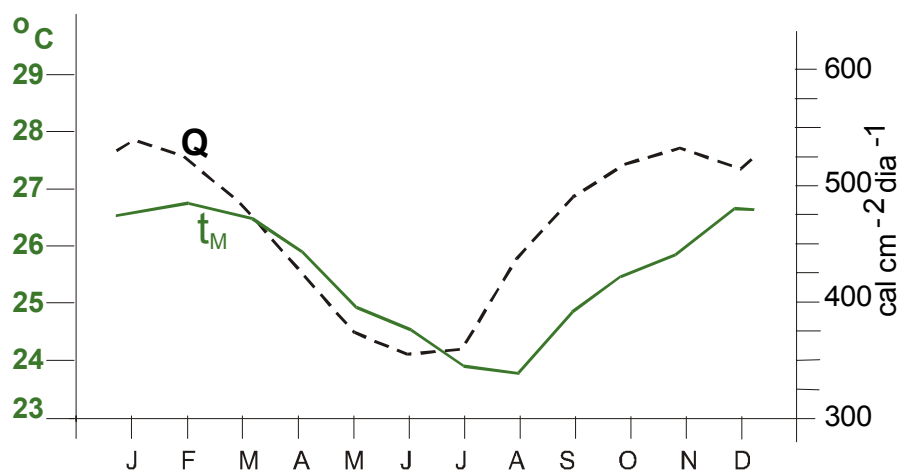


Fig. II.11 - Curvas representativas dos valores médios mensais da temperatura compensada (t_m $^{\circ}\text{C}$) e da energia solar (Q $\text{cal cm}^{-2} \text{dia}^{-1}$) incidente no Recife ($8^{\circ} 11' \text{ S}$, $34^{\circ} 55' \text{ W}$, 4 m), entre 1969 e 1972.

Em geral, as maiores médias da temperatura do ar à superfície acontecem no verão e as menores no inverno (Fig. II.13); vejam-se as curvas referentes às observações realizadas nos aeroportos de Maceió ($9^{\circ} 31' \text{ S}$, $35^{\circ} 47' \text{ W}$, 115 m), Belo Horizonte ($19^{\circ} 51' \text{ S}$, $47^{\circ} 57' \text{ W}$, 785 m) e Porto Alegre ($30^{\circ} 00' \text{ S}$, $51^{\circ} 11' \text{ W}$, 4 m). Em todas o período chuvoso (ver a curva referente aos totais médios de chuva) ocorrem em épocas diferentes e, mesmo assim, as menores médias da temperatura do ar se

verificam no inverno. No aeroporto de Belém ($1^{\circ} 23' S$, $48^{\circ} 29' W$, 16 m), no entanto, a variação anual da temperatura é pequena, vez que está localizado muito perto do equador, sendo sensivelmente influenciada pela época chuvosa.

Outro aspecto interessante a considerar é a influência que a latitude exerce sobre a amplitude anual da temperatura média do ar à superfície (Fig. II.14). Para apreciá-la, basta comparar as curvas correspondentes à estação meteorológica de Manaus ($3^{\circ} 08' S$, $60^{\circ} 01' W$, 48 m) e Três Lagoas ($20^{\circ} 47' S$, $51^{\circ} 42' W$, 313 m), bem como a de Belém ($1^{\circ} 27' S$, $48^{\circ} 28' W$, 24 m) com a de Vitória ($20^{\circ} 19' S$, $40^{\circ} 20' W$, 31 m). O afastamento do equador implica a maior amplitude da temperatura do ar, em termos médios.

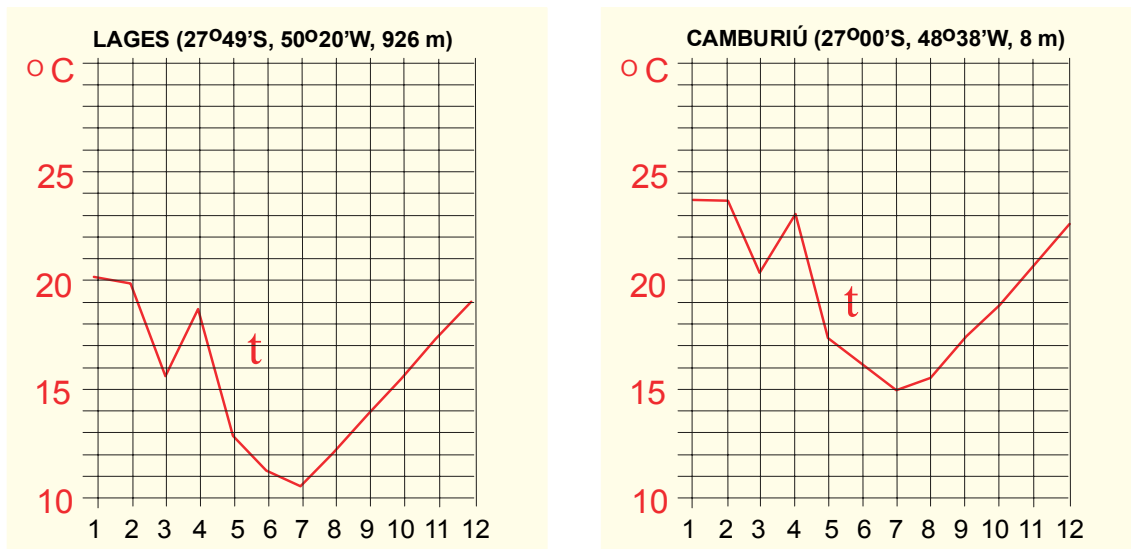


Fig. II.12 - Médias mensais (mês 1, 2, ...) climatológicas da temperatura compensada em Lages ($27^{\circ} 49' S$, $50^{\circ} 24' W$, 926 m) e Camburiú ($27^{\circ} 00' S$, $48^{\circ} 38' W$, 8 m), mostrando a existência de um mínimo secundário em março. Fonte de dados: Ellis e Valença (1982).

O mar atua como um regulador da temperatura do ar, tendendo a suavizar as flutuações e, portanto, reduzindo a sua amplitude anual. Esse fato pode ser percebido (Fig. II.14) comparando-se as curvas correspondentes à estação meteorológica de Belém ($1^{\circ} 27' S$, $48^{\circ} 28' W$, 24 m) com a de Manaus ($3^{\circ} 08' S$, $60^{\circ} 01' W$, 48 m) ou a de Vitória ($20^{\circ} 19' S$, $40^{\circ} 20' W$, 31 m) com a de Três Lagoas ($20^{\circ} 47' S$, $51^{\circ} 42' W$, 313 m). As localidades longe da costa, embora situadas praticamente à mesma latitude, ostentam curvas com amplitudes muito maiores que as litorâneas. Essa influência é chamada efeito de continentalidade.

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

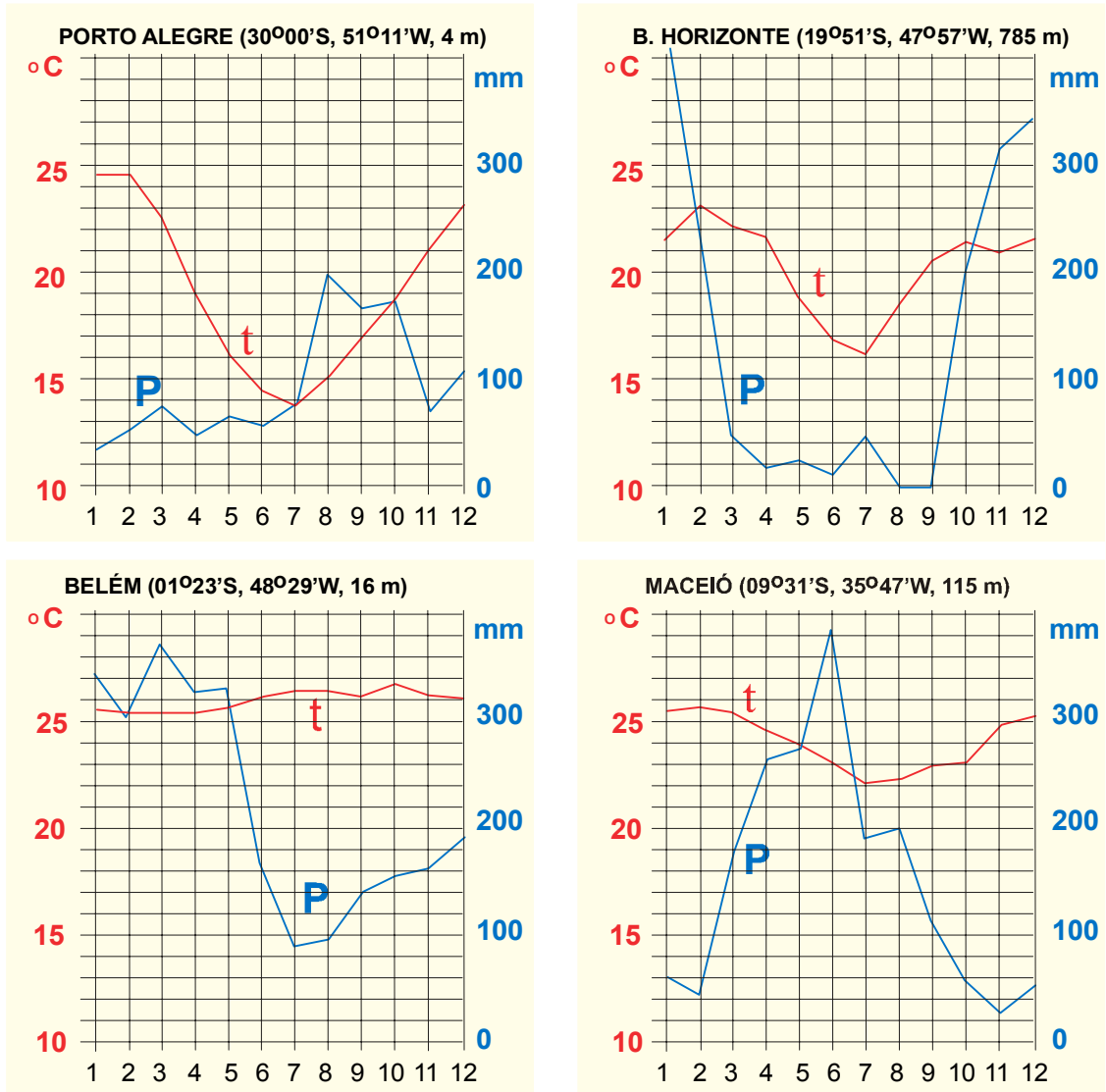


Fig. II.13 - Médias mensais da temperatura do ar ($t^{\circ}\text{C}$) e do total mensal de chuva (P mm) em aeroportos brasileiros. Dados extraídos da DRA (1967).

A continentalidade traduz a influência causada pelo oceano e é normalmente expressa pela distância ao mar, tomada na direção do vento dominante (aquele que sopra com maior frequência durante o ano), ou mais grosseiramente, em linha reta. Em certas circunstâncias pode ser substituída pela longitude ou pela latitude, dependendo da posição relativa do mar e da direção do vento dominante.

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmano Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

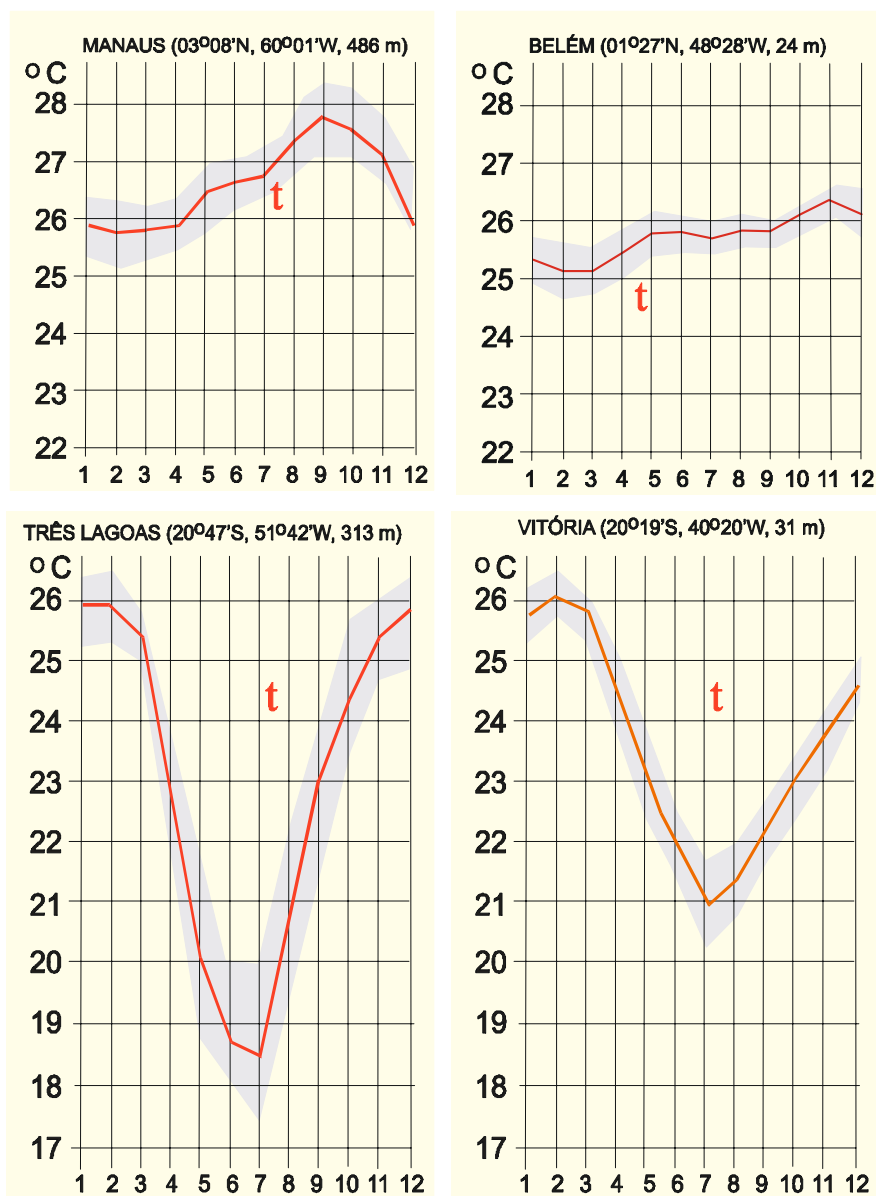


Fig. II.14 - Valores climatológicos da temperatura compensada e respectivo desvio-padrão (achura), referentes ao período de 1931 a 1960. Dados de Ellis e Valença (1982).

Quanto à altitude, o efeito sobre a temperatura média do ar é evidente. Duas localidades próximas (com latitude e longitude semelhantes), mas situadas a altitudes muito diferentes, devem apresentar curvas anuais da temperatura praticamente

isomorfas, mudando apenas as ordenadas dos pontos correspondentes (Fig. II.15). Observem-se, por exemplo, as curvas relativas às estações meteorológicas de Guarabira ($6^{\circ} 51' S$, $35^{\circ} 29' W$, 101 m) e Areia ($6^{\circ} 58' S$, $35^{\circ} 41' W$, 624 m), que apresentam entre si uma diferença de cerca de $4^{\circ} C$, praticamente constante em todos os meses. O efeito de altitude é responsável pelas menores médias mensais da temperatura do ar em Areia (maior altitude). O mesmo se conclui quando se comparam as curvas de Muriaé ($21^{\circ} 08' S$, $42^{\circ} 22' W$, 240 m) e Barbacena ($21^{\circ} 15' S$, $43^{\circ} 46' W$, 1126 m), cuja diferença térmica está em torno de $5^{\circ} C$.

Dessa análise se conclui que a temperatura média do ar diminui com a altitude. Na Região Tropical esse efeito é bastante acentuado e contribui significativamente para a melhoria do conforto ambiental, perceptível nas serras e montanhas. Por isso é costume dizer que "nos trópicos, a altitude compensa a latitude".

7.4 - Oscilações seculares.

Tem se verificado, em determinadas regiões, uma tendência da temperatura média do ar aumentar ou diminuir, muito lentamente, ao longo do tempo. Tal comportamento sugere a existência de oscilações com periodicidade muito ampla, geralmente referidas como oscilações seculares. Para detectá-las, porém, é necessário dispor de séries de registros bastante grandes e homogêneas, o que é difícil.

A questão é complicada porque efeitos semelhantes podem resultar da mudança do local da estação meteorológica, ou de alterações do seu entorno (decorrentes da urbanização, por exemplo). Nessas circunstâncias, evidentemente, são falsas as tendências.

Tendências seculares podem ser efetivamente causadas pela influência do Homem, que vem aumentando a concentração de dióxido de carbono na atmosfera (advindo da combustão e do desflorestamento), a quantidade de partículas em suspensão (poluição industrial) e a produção de calor.

Tendências seculares podem ser efetivamente causadas pela influência do Homem, que vem aumentando a concentração de dióxido de carbono na atmosfera (advindo da combustão e do desflorestamento), a quantidade de partículas em suspensão (poluição industrial) e a produção de calor. Alguns estudos, baseados em modelos numéricos, têm sugerido que a concentração antropogênica de CO_2 na atmosfera tende a crescer de 15 a 20%. Como consequência, a temperatura média do ar em toda a Terra poderia exibir um incremento de cerca de $0,5^{\circ} C$, sendo que, nas proximidades dos pólos, poderia alcançar $1^{\circ} C$. Segundo algumas dessas simulações, daqui a 100 anos o aumento na média planetária da temperatura do ar à superfície poderia ter atingido $3^{\circ} C$, provocando a fusão parcial das geleiras polares e circumpolares (Budyko, 1977).

As previsões sobre o aquecimento gradual do planeta são realizadas com modelos numéricos, que incorporam diferentes hipóteses e aproximações, estando longe de fornecer resultados precisos. Os resultados das simulações variam muito, dependendo das hipóteses (aproximações) utilizadas no modelo, cujos resultados apenas apontam tendências. Isso tem contribuído para aumentar a polêmica científica sobre os possíveis efeitos do aquecimento previsto. De fato, todos os modelos concordam que há tendência de aquecimento.

8. Distribuição espacial da temperatura.

8.1 - Isotermas.

Valores de temperatura, obtidos em diferentes locais, podem ser plotados sobre uma carta geográfica da região em que se localizam. Caso exista um número suficiente de locais com dados, é possível interpolar linhas que unam pontos com igual valor da temperatura, chamadas isotermas (Fig. II.16). O mesmo pode ser feito quando se dispõe de muitos dados coletados em diferentes perfis (na atmosfera, no solo, no oceano etc.) e se deseja conhecer como se distribui a temperatura em uma determinada secção vertical.

As isotermas traduzem a configuração do campo da temperatura. São comuns cartas climatológicas contendo isotermas médias, referentes à temperatura do ar à superfície terrestre (Fig. II.16), corrigida ou não do efeito de altitude.

8.2 - Gradiente térmico.

O gradiente de uma propriedade escalar qualquer (α) é um vetor, representado pelo símbolo ∇ (nabla), definido como

$$\nabla\alpha = (\partial\alpha/\partial x) \vec{i} + (\partial\alpha/\partial y) \vec{j} + \partial\alpha/\partial z) \vec{k}, \quad (\text{II.8.1})$$

em que \vec{i} , \vec{j} e \vec{k} são os versores associados aos eixos coordenados do referencial local (Capítulo I). Fisicamente, $\partial\alpha/\partial x$, $\partial\alpha/\partial y$ e $\partial\alpha/\partial z$ traduzem a variação espacial de α ao longo de cada um dos eixos do referencial local.

As diferenciais utilizadas são parciais porque a grandeza α supostamente também varia com o tempo.

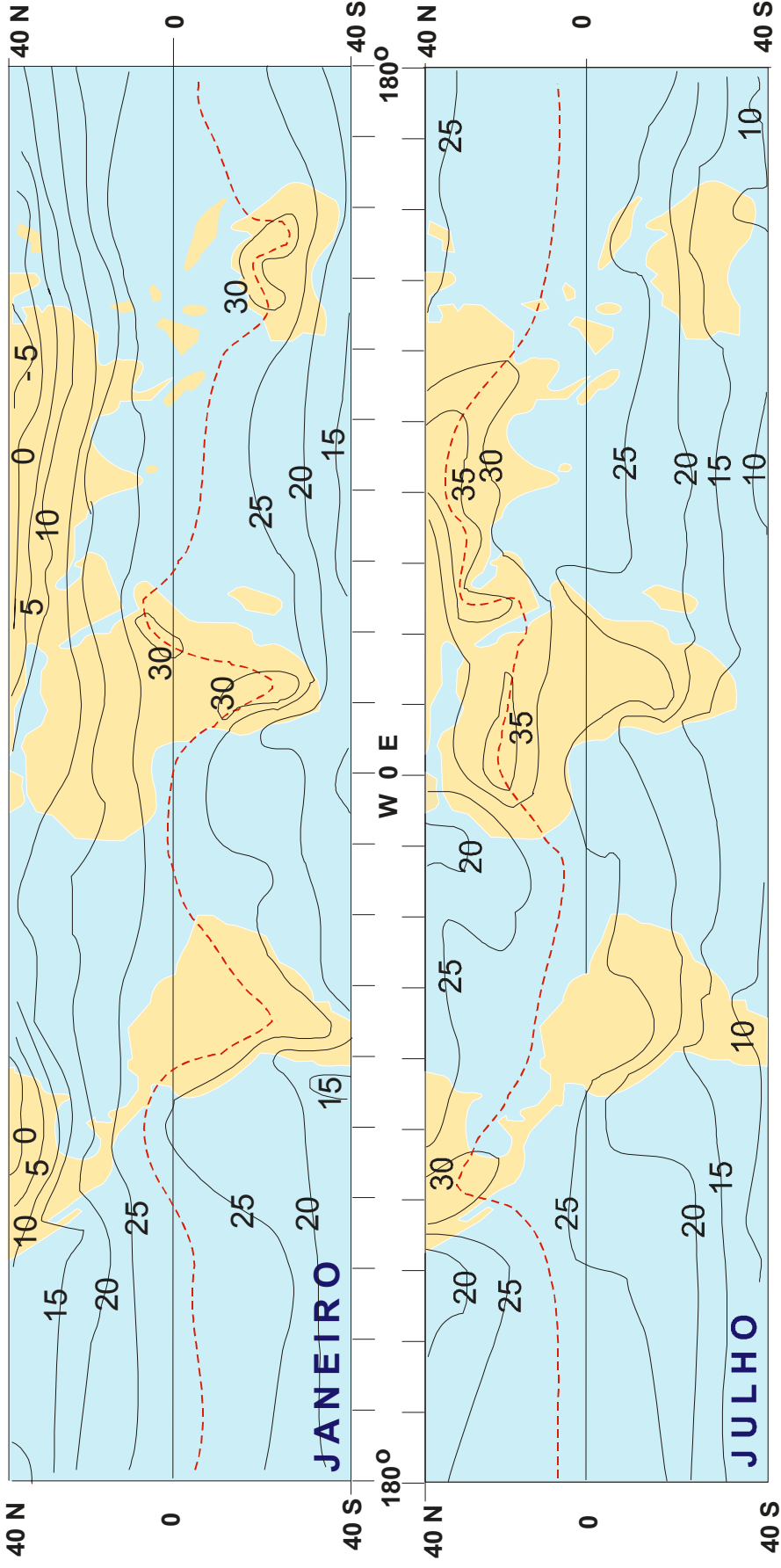


Fig. II.16 - Distribuição da temperatura média do ar à superfície na Região Tropical em janeiro e julho. A linha interrompida

indica a posição do equador térmico. Fonte: Nieuwolt (1977).

Na prática, é costume considerar duas componentes: a horizontal ($\nabla_Z \alpha$) e a vertical ($\nabla_{XY} \alpha$), da variável α , resultando:

$$\nabla_Z \alpha = (\partial \alpha / \partial x) \vec{i} + (\partial \alpha / \partial y) \vec{j} \quad (\text{II.8.2})$$

$$\nabla_{XY} \alpha = (\partial \alpha / \partial z) \vec{k} \quad (\text{II.8.3})$$

Os índices indicam as coordenadas que são mantidas constantes. Em certos casos é conveniente escolher, como eixo (L), a direção em que se dá a variação, obtendo-se o gradiente unidirecional ($\Delta \alpha / \Delta L$).

Fazendo $\alpha = T$ (T simboliza a temperatura) tem-se o gradiente de temperatura do ar, da água ou do solo, conforme o caso, ou seja:

$$\nabla T = (\partial T / \partial x) \vec{i} + (\partial T / \partial y) \vec{j} + (\partial T / \partial z) \vec{k} \quad (\text{II.8.4})$$

A componente horizontal do gradiente de temperatura do ar à superfície

$$\nabla_Z T = (dT/dx) \vec{i} + (dT/dy) \vec{j} \quad (\text{II.8.5})$$

nas vizinhanças de um ponto, é perpendicular às isotermas e aponta da menor para a maior temperatura. O transporte de calor se dá no sentido oposto. O módulo do gradiente de temperatura será tanto maior quanto mais próximas estiverem as isotermas. O mesmo raciocínio se aplica no caso de isotermas que representem a distribuição vertical da temperatura do ar. Entretanto, em Meteorologia, costuma-se exprimir a variação vertical da temperatura do ar (Γ) com o sinal contrário ao da componente vertical do respectivo gradiente. Define-se:

$$\Gamma = -\nabla_{XY} T = -(\partial T / \partial z) \vec{k} \quad (\text{II.8.6})$$

É evidente que, se $\Gamma > 0$, a temperatura (T) diminui quando a altitude (z) aumenta (já que $\partial T / \partial z$ tem sinal próprio).

Raciocinando em três dimensões, é fácil imaginar a existência de superfícies equiescalares do campo térmico, chamadas superfícies isotérmicas. As isotermas são interseções das superfícies isotérmicas como um plano de referência, ou com a superfície do globo terrestre.

8.3 - Configuração média do campo térmico à superfície.

A temperatura média do ar à superfície (em termos mensais, ou anual), aumenta dos pólos para o equador, enquanto sua amplitude cresce no sentido contrá-

rio, em ambos os hemisférios (efeito de latitude). O fato das mais elevadas temperaturas médias se situarem nas proximidades do equador decorre da maior incidência de energia solar na faixa tropical.

O gradiente horizontal da temperatura média do ar é tanto maior quanto mais próximo dos pólos for a zona que se considere. Nas áreas circumpolares as isotermas médias anuais estão dispostas zonalmente isto é: seguem aproximadamente os paralelos. Na zona tropical (Fig. II.16), porém, a disposição das isotermas médias só apresenta essa tendência sobre os oceanos. Nos continentes sua distribuição espacial é bastante irregular, dada a heterogeneidade da superfície.

A análise do campo médio da temperatura do ar à superfície revela forte influência do movimento anual aparente do Sol no sentido norte-sul: a uma dada latitude os valores são maiores no verão que no inverno. A presença de núcleos de temperatura média elevada é facilmente constatada no hemisfério onde transcorre o verão.

8.4 - Equador térmico.

A linha que une os pontos correspondentes às temperaturas médias mais elevadas é denominada equador térmico (não se trata de uma isoterma). Fisicamente essa linha representa o meio da faixa mais aquecida e sua posição oscila em torno do equador (geográfico) ao longo do ano (Fig. IV.16). Ao equador térmico estão associados processos conectivos que exercem papel decisivo na distribuição da chuva na faixa tropical.

A distância entre o equador térmico e o geográfico é normalmente maior sobre os continentes que sobre os oceanos. Sobre os continentes, porém, a oscilação do equador térmico em torno do geográfico amplia-se consideravelmente e, em certas áreas e épocas, chega a ultrapassar os trópicos de Câncer e Capricórnio. Sobre os oceanos, há áreas em que o equador térmico permanece, durante todo o ano, ao norte do equador geográfico, graças à influência de correntes marítimas (Nieuwolt, 1977). A posição média do equador térmico ao norte do equador geográfico é observada, por exemplo, no Atlântico (Fig. II.17).

9. Estimativa da temperatura do ar à superfície.

Em muitas situações, embora existam longas séries de dados de temperatura do ar, para algumas localidades de uma dada região, não há registro algum exatamente em relação àquela localidade em que se está interessado. Pode acontecer, ainda, que o número de estações meteorológicas seja pequeno, tornando baixa a densidade das informações disponíveis sobre a temperatura, dificultando a caracteri-

zação do campo térmico. Tais situações são muito freqüentes na prática e estimulam a concepção de técnicas que busquem estimar a temperatura média para locais aonde não há dados.

Pode-se tentar estimar o valor da média (mensal ou anual) da temperatura do ar à superfície para localidades situadas dentro de uma determinada área, desde que suas características climatológicas sejam semelhantes às dos locais para os quais existem dados observados. Com esse objetivo é costume estabelecer um modelo matemático que leve em conta a influência exercida pela altitude sobre a temperatura e o efeito de continentalidade.

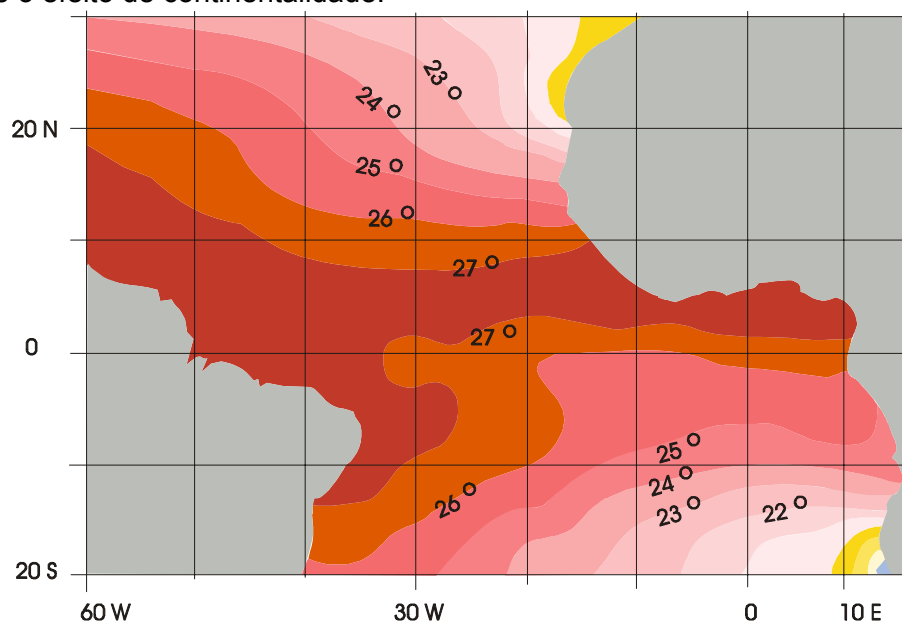


Fig. II.17 - Temperatura média da superfície do mar (°C) na faixa tropical do Atlântico, entre 1980 e 1984, segundo Servain *et al* (1986). O equador térmico está dentro da faixa com $t > 27^{\circ}\text{C}$..

O mais simples modelo que se poderia conceber seria o linear, da forma :

$$t_m = A_m + B_m \phi + C_m \lambda + D_m z, \quad (\text{II.9.1})$$

onde t_m designa o valor estimado da temperatura média do mês m ($m = 1, 2, 3, \dots, 12$); ϕ , λ e z simbolizam, respectivamente, a latitude, a longitude e a altitude; e A_m , B_m , C_m e D_m são os coeficientes que se deseja determinar.

Note-se que a combinação da longitude com a latitude está praticamente substituindo a continentalidade (distância ao mar na direção do vento dominante).

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

Empregando o método dos mínimos quadrados pode-se obter o sistema de equações de regressão que possibilita calcular A_m , B_m , C_m e D_m a partir do valor da temperatura média (t_{mi}), obtido nas estações meteorológicas ($i = 1, 2, 3, \dots, N$) da área em estudo e de suas respectivas coordenadas geográficas (ϕ_i , λ_i e z_i). Nesse sistema, os somatórios referem-se a todos os N conjuntos de valores para um dado mês (m):

$$\begin{aligned}
 NA_m &= B_m \sum \phi_i + C_m \sum \lambda_i + D_m \sum z_i = \sum t_{mi} \\
 A_m \sum \phi_i + B_m \sum \phi_i^2 + C_m \sum \phi_i \lambda_i + D_m \sum \phi_i z_i &= \sum \phi_i t_{mi} \\
 A_m \sum \lambda_i + B_m \sum \phi_i \lambda_i + C_m \sum \lambda_i^2 + D_m \sum \lambda_i z_i &= \sum \lambda_i t_{mi} \\
 A_m \sum z_i + B_m \sum \phi_i z_i + C_m \sum \lambda_i z_i + D_m \sum z_i^2 &= \sum z_i t_{mi}.
 \end{aligned}
 \tag{II.9.2}$$

O coeficiente de correlação múltipla (r), cujo valor pode estar compreendido entre -1 e $+1$, é um parâmetro relacionado com a qualidade do ajustamento do modelo (reta de regressão) à amostra (nuvem de pontos), calculado através da relação:

$$r_m = \{ X/Y \}^{1/2}, \tag{II.9.3}$$

sendo,

$$X = A_m \sum t_{mi} + B_m \sum \phi_i t_{mi} + C_m \sum \lambda_i t_{mi} + D_m \sum z_i t_{mi} - (1/N)(\sum t_{mi}^2)$$

$$Y = \sum (t_{mi}^2) - (1/N)(\sum t_{mi})^2.$$

Finalmente o erro-padrão da estimativa (e), sendo $t_m - t_m'$ a diferença entre a temperatura média calculada (a partir das observações) e estimada (através do modelo) para cada ponto, corresponde a:

$$e_m = \{ \sum (t_{mi} - t_m')^2 / (N - 2) \} \tag{II.9.4}$$

A título ilustrativo esse modelo foi aplicado usando-se as médias mensais da temperatura compensada de estações meteorológicas situadas no Estado de Pernambuco e nas proximidades das suas fronteiras com os estados da Paraíba, Ceará, Piauí, Bahia e Alagoas. Os valores dos coeficientes de regressão múltipla (A , B , C e D), do coeficiente de regressão (r) e do erro-padrão da estimativa, constam da Tabela II.1. Usando aqueles coeficientes, portanto, pode-se estimar o valor da média mensal da temperatura compensada em qualquer mês e ponto do Estado de Pernambuco, devendo-se apenas ter o cuidado de fornecer a latitude com o sinal negativo.

A análise da Tabela II.1 revela coeficientes de correlação aceitáveis ($r > 0,8$),

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

sugerindo a adequação do modelo. Revela, igualmente, que o erro-padrão cometido na estimativa da temperatura compensada média foi da ordem de $\pm 1^{\circ}\text{C}$. Esses resultados parecem satisfatórios, haja vista que se trata de uma estimativa (antes da aplicação do modelo não se tinha idéia alguma sobre a média da temperatura compensada nas localidades que não dispunham de registros climatológicos, por absoluta falta de investimento em equipamentos simples). Por outro lado, verifica-se haver coerência dos resultados com a realidade física, já que a temperatura diminui com a altitude ($D < 0$) e aumenta com a longitude ($C > 0$) que, no caso específico de Pernambuco, reflete o efeito de continentalidade. O coeficiente da latitude (B), ora positivo ora negativo, traduz a influência que a declinação do Sol exerce sobre a temperatura, na área estudada.

TABELA II.1

COEFICIENTES DE REGRESSÃO (A, B, C, D), COEFICIENTE DE CORRELAÇÃO MÚLTIPLA (r) E ERRO-PADRÃO DA ESTIMATIVA (e), ASSOCIADOS AO MODELO $t = A + B\phi + C\lambda + Dz$, PARA ESTIMAR O VALOR MÉDIO MENSAL DA TEMPERATURA DO AR (t °C) EM FUNÇÃO DA LATITUDE $\{\phi$ (graus e décimos)}, DA LONGITUDE $\{\lambda$ (graus e décimos)} E DA ALTITUDE $\{z$ (m)}, NO ESTADO DE PERNAMBUCO.

mês	A	B	C	D	r	e
Jan.	11,8857	-0,0841	0,4034	-0,00531	0,86	$\pm 0,9$
Fev.	12,4567	-0,3694	0,3222	-0,00556	0,89	$\pm 0,8$
Mar.	12,6952	-0,5458	0,2725	-0,00575	0,91	$\pm 0,8$
Abr.	13,0444	-0,2195	0,3232	-0,00571	0,90	$\pm 0,7$
Mai.	13,2486	0,1597	0,3807	-0,00599	0,88	$\pm 0,6$
Jun.	10,7830	0,3416	0,4646	-0,00638	0,88	$\pm 0,6$
Jul.	9,3214	0,5836	0,5458	-0,00673	0,88	$\pm 0,7$
Ago.	6,1296	0,6832	0,6618	-0,00658	0,86	$\pm 0,7$
Set.	1,6227	0,6618	0,8065	-0,00629	0,86	$\pm 0,6$
Out.	-1,2237	0,3722	0,8508	-0,00583	0,86	$\pm 0,7$
Nov.	3,4986	0,0605	0,6651	-0,00544	0,84	$\pm 0,8$
Dez.	10,8093	0,0278	0,4600	-0,00519	0,83	$\pm 0,9$

10. Influência da temperatura do ar em seres vivos.

A temperatura do ar desempenha um papel muito importante dentre os fatores que condicionam o ambiente propício aos animais, às plantas e ao próprio Homem.

De uma maneira geral, cada raça ou cultivar tem exigências próprias quanto às variações da temperatura, requerendo uma faixa ótima, dentro da qual o crescimento e o desenvolvimento ocorrem normalmente. Essa faixa situa-se dentro de outra mais ampla, chamada faixa de tolerância, cujos limites superior e inferior são críticos. Quando a temperatura do ar atinge a faixa de tolerância (zona superior ou inferior) as atividades fisiológicas do ser começam a ser comprometidas. A taxa de crescimento diminui, ou cessa por completo, em função do tempo de exposição e do afastamento em relação ao limite ótimo correspondente, refletindo-se na produção de biomassa. Uma exposição à temperatura maior que a máxima tolerável (crítica superior) ou menor que a mínima tolerável (crítica inferior) é muito prejudicial: os efeitos podem não ser reversíveis e, caso a exposição seja prolongada, pode levar o organismo à morte.

Nos animais que vivem em regiões frias a pele é espessa e os pelos longos e abundantes; a derme é muito irrigada e rica em gordura, protegendo termicamente o organismo. Já nos da mesma espécie que habitam climas quentes, a pele é menos espessa, normalmente pigmentada e revestida por pelos mais curtos, finos e menos abundantes; a epiderme torna-se espessa, enquanto a derme se atrofia. Tais fatos revelam a adaptação dos animais ao clima, mediante o desenvolvimento de caracteres que lhes asseguram um intercâmbio mais eficiente de energia com o ambiente.

A influência da temperatura é tão importante para certas espécies de aves, por exemplo, que as obriga a migrar de suas regiões preferenciais, buscando temporariamente outras termicamente mais agradáveis, mesmo que situadas a consideráveis distâncias.

A temperatura do ar exerce influência decisiva no crescimento das plantas. Como foi dito, à medida que a temperatura se afasta da faixa específica ótima, a alongação é inibida, chegando a cessar completamente quando certo limite (máximo ou mínimo) é atingido. Também o desenvolvimento de muitas espécies vegetais está intimamente relacionado com a temperatura ambiente. O surgimento dos órgãos de reprodução muitas vezes não depende apenas da amplitude térmica à qual está submetida a planta, mas da alternância de sua exposição a certos valores de temperatura. Essa alternância é chamada termoperíodo. Há espécies que necessitam de um termoperíodo anual, bem definido, que lhes possibilitem entrar em fase de repouso vegetativo, sem o que não conseguem iniciar a floração. Outras exigem um certo termoperíodo diário, tornando-se a temperatura mínima mais importante que o comportamento térmico observado durante o fotoperíodo. É clássico o exemplo do tomate, para o qual, se a temperatura noturna não estiver dentro de determinada faixa (cerca de 15 a 20 °C) na época propícia, a floração e a frutificação são inibidas. A couve, a cenoura, a beterraba e a cebola, dentre outras, precisam de um termoperíodo com temperaturas noturnas baixas para desencadear a fase de floração. Com a alface, dá-se exatamente o contrário: o florescimento é favorecido quando o termoperíodo diário local envolve temperaturas elevadas (entre de 21 e 27 °C, aproximadamente, dependendo da cultivar).

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

A adaptação de cultivares e de raças a faixas de oscilação térmica diferentes daquelas observadas em seu ambiente de origem (normalmente aceitas pelos indivíduos), constitui uma difícil e paciente tarefa de aclimatação, a cargo de melhoristas e geneticistas. Em alguns casos têm sido desenvolvidas raças e cultivares tolerantes. No Brasil, dentre as culturas de maior expressão econômica, o exemplo da soja é, talvez, o mais recente: trazida de regiões mais frias, foi sendo adaptada ao clima tropical brasileiro e hoje sua exploração expande-se para o norte, ganhando o Planalto Central e penetrando no Nordeste.

Quando a aclimatação for impraticável e a lucratividade compensar o investimento, pode-se apelar para o controle artificial da temperatura, melhorando o nível de conforto térmico, quer utilizando sistemas de aquecimento ou arrefecimento ambiental, quer explorando de forma inteligente os recursos naturais do meio. O cultivo em casas de vegetação, o sombreamento de culturas e pastagens, as técnicas para prevenir geadas ou minimizar seus efeitos, a escolha da encosta mais apropriada ao cultivo sob o ponto de vista térmico, a orientação de estábulos, pocilgas e outras instalações para animais, assim como a adequação de sua arquitetura, ilustram a possibilidade de tornar o meio, em certas circunstâncias, termicamente mais condizente com as exigências dos seres vivos.

No que se refere ao gênero humano, a temperatura também está intimamente associada à sensação de conforto físico. Sabe-se que sob temperaturas elevadas as pessoas normalmente tendem a diminuir a atividade motora e intelectual. Uma razoável parte do consumo mundial de energia, debitada aos processos de climatização de ambientes, constata o esforço do Homem para melhorar as condições reinantes em recintos fechados.

11. Graus-dia.

A temperatura média do ar à superfície reflete, de certa forma, a disponibilidade de energia às plantas e isto tem incentivado vários estudiosos a investigar sua relação com a rapidez com que se completa o ciclo vegetativo de culturas. Em tais estudos, à temperatura mais baixa tolerada por uma planta, aquela da qual cessa o crescimento, chama-se temperatura-limite inferior (t_i). Reciprocamente, a mais elevada temperatura em que isso se verifica é referida como temperatura-limite superior (t_s). Aceita-se que cada cultivar possui temperaturas-limite (superior e inferior) bem definidas.

Um grau-dia corresponde à ocorrência, durante um dia, de temperatura do ar 1°C dentro da faixa térmica adequada ao metabolismo da cultura em estudo, ou seja: acima da temperatura-limite inferior e abaixo da temperatura-limite superior.

Para o cômputo dos graus-dia podem ser usados diferentes processos. A

título de ilustração será reproduzida adiante, por sua simplicidade, a metodologia proposta por Villa Nova *et al.* (1972), que leva em conta as temperaturas máxima (t_x) e mínima (t_N) diárias, conhecidas as temperaturas-limite, superior (t_s) e inferior (t_i) da cultivar em estudo. Serão citadas as situações possíveis, analisando-se um modelo simplificado da curva típica que representa a variação diária da temperatura do ar (Villa Nova *et al.*, 1972) em um dado local.

Caso I - dias em que $t_N > t_i$ e $t_x < t_s$.

Observando a curva correspondente (Fig. II.18), verifica-se que a área sob ela equivale, aproximadamente, à soma da área do triângulo ABC, cuja base é unitária (1 dia) e a altura é $(t_x - t_N)/2$, com a área do retângulo ACDE, de igual base e tendo por altura $t_N - t_i$.

Assim, o número de graus-dia (GD), será:

$$GD = (t_N - t_i) + (t_x - t_N)/2. \quad (\text{II.11.1})$$

Caso II - dias em que $t_N \leq t_i$ e $t_x < t_s$.

A área útil sob a curva (Fig. II.18), obtida por semelhança dos triângulos (ABC e EBF, este com base unitária), permite estabelecer que:

$$GD = (t_x - t_i)^2 / \{2(t_x - t_N)\}. \quad (\text{II.11.2})$$

Caso III - dias em que $t_N > t_i$ e $t_x > t_s$.

O raciocínio inicial é idêntico ao da situação I, mas é necessário subtrair a parte da área sob a curva que se situa acima da temperatura-limite superior (t_s). Usando semelhança de triângulos (Fig. II.18) verifica-se que essa porção é dada por $(t_x - t_s)^2 / \{2(t_x - t_N)\}$.

Logo:

$$GD = (t_x - t_i) + (t_x - t_N)/2 - (t_x - t_s)^2 / \{2(t_x - t_N)\} \quad (\text{II.11.3})$$

Caso IV - dias em que $t_N \leq t_i$ e $t_x > t_s$

Também aqui o raciocínio inicial é semelhante ao adotado na situação II, devendo-se, igualmente, retirar a porção da área mencionada acima. Então:

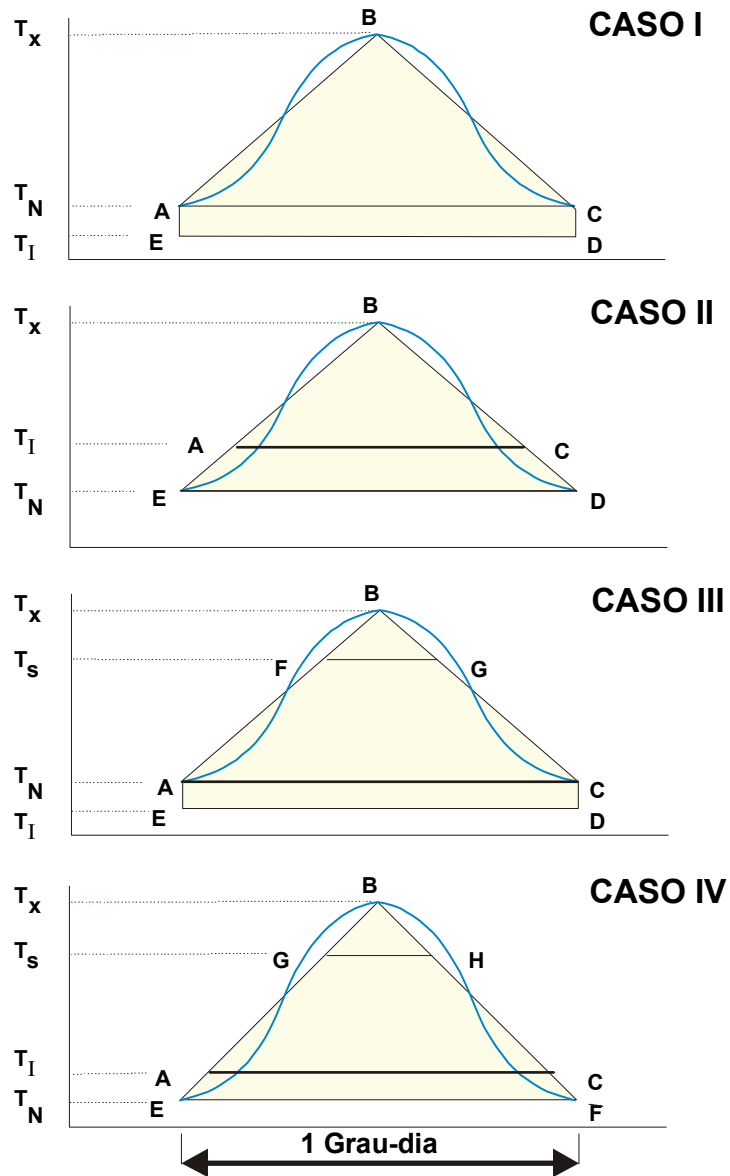


Fig. II.18 - Processo simplificado para cômputo de graus-dia, em quatro situações distintas, em função das temperaturas máxima (t_x) e mínima (t_N) temperaturas-limite, superior (t_s) e inferior (t_i), exigidas pela planta, segundo Villa Nova *et al.* (1972).

$$GD = (t_x - t_i)^2 / \{2(t_x - t_N)\} - (t_x - t_S)^2 / \{2(t_x - t_N)\}. \quad (\text{II.11.4})$$

Ometto (1981) detalha um método simples que permite estimar as temperaturas-limite requeridas por uma dada cultivar.

Argumenta-se que cada cultivar exige um determinado número de graus-dia para completar o ciclo vegetativo, o qual constituiria a sua "constante térmica". Assim, conhecida a "constante térmica" da cultura e as temperaturas máxima e mínima diárias esperadas (valores médios) em determinada área, seria fácil estimar a duração do ciclo vegetativo e estabelecer a época do plantio em função da ocasião mais interessante para a colheita. Essa técnica, evidentemente, só funcionaria a contento naquelas áreas em que as médias das temperaturas máxima e mínima (decendiais ou mensais) não variassem significativamente de um ano para outro e cujos valores diários não oscilassem muito em torno do respectivo valor médio.

O conceito de grau-dia que, segundo Chang (1968), vem sendo desenvolvido há mais de 200 anos, é susceptível de inúmeras críticas. A mais séria delas reside no fato da temperatura ambiente não ser o único fator condicionante do desenvolvimento de uma planta. Logo, a "constante térmica" deve variar de um local para outro, ou de um ciclo para outro, no mesmo local, o que efetivamente se observa. O conceito de grau-dia também é empregado para acompanhar o desenvolvimento de animais, particularmente de insetos (Neto *et al.*, 1977).

12. Temperatura do solo.

A permeabilidade da membrana citoplasmática, a viscosidade do protoplasma e a própria atividade metabólica das células das raízes, assim como o crescimento radicular, dependem da temperatura do solo que, desse modo, interfere na absorção. As raízes da melancia e do algodão herbáceo, por exemplo, quando a temperatura do solo é mantida a 10 °C, conseguem absorver apenas 20% da água que absorvem a 25 °C (Meyer *et al.*, 1965). Também é notória a influência que a temperatura do solo exerce na germinação. Isso ilustra a importância do estudo da temperatura do solo, para fins agrícolas.

12.1 - Oscilação diária e anual.

A superfície do solo se aquece principalmente por absorção de energia solar. Quer durante o dia, quer à noite, ocorrem trocas de calor entre a superfície do solo e a atmosfera, tanto por condução quanto por irradiação. Também há intercâmbio de calor entre a superfície do solo e a atmosfera nos processos de evaporação e condensação da água, assim como, em determinadas áreas, como consequência da fusão de gelo ou de neve, existente sobre a superfície. No interior do solo, o trans-

porte de calor se faz por condução e, através da água, por convecção. Pode-se, mencionar, ainda, a ocorrência de reações exotérmicas e endotérmicas, puramente químicas, ou decorrentes da atividade biológica de microorganismos telúricos.

A temperatura do solo, tanto à superfície como em qualquer nível mais abaixo, pode variar bastante no espaço e com o tempo. De vez que o fluxo de calor no solo é condicionado principalmente pela absorção de energia solar à superfície, a oscilação da temperatura do solo apresenta um ciclo diário e outro anual, que, embora com uma certa defasagem, acompanham os respectivos movimentos aparentes do Sol. Essas defasagens se explicam porque o fluxo de calor no interior do solo é relativamente lento. Assim, o instante em que se verifica a temperatura máxima do solo a uma dada profundidade, acontece algum tempo depois do momento em que se verificou a temperatura máxima do ar naquele dia. A defasagem é tanto maior quanto mais profunda a camada que se considere (Geiger, 1980). O mesmo se dá em relação à temperatura mínima do dia. Por outro lado, a amplitude térmica diária do solo será tanto menor quanto maior a profundidade selecionada.

A variação diária da temperatura do solo depende do tipo de cobertura presente à superfície, já que esta interfere no suprimento de energia oriunda do Sol. Para um dado tipo de solo, a amplitude térmica diária, a uma determinada profundidade, é maior quando inexistente vegetação. A presença de plantas, ou a proteção da superfície com algum tipo de cobertura morta (*mulching*), contribui para reduzir sensivelmente a amplitude térmica diária do solo (Fig. II.19).

Quando se traçam as curvas que representam a distribuição vertical da temperatura no interior solo, ao longo do tempo (Fig. II.20), verifica-se, claramente, a direção do fluxo de calor. Durante o dia, as camadas mais próximas da superfície encontram-se geralmente mais aquecidas e o fluxo de calor se dá para baixo. Quase sempre ocorre o inverso à noite.

12.2 - Aspectos teóricos do transporte de calor no solo

Teoricamente é possível desenvolver modelos matemáticos que permitam estimar a variação da temperatura em um meio, a partir de determinadas suposições, desde que sejam definidas as condições iniciais e de contorno exigidas à solução das equações diferenciais envolvidas.

Um modelo simples pode ser aplicado ao solo, a título de ilustração, partindo das seguintes hipóteses simplificadoras:

- o meio é homogêneo (o que implica aceitar que sua densidade é a mesma em qualquer ponto);
- o meio é isotrópico (não existe direção segundo a qual a propagação do calor ocorra mais facilmente);

- a condução do calor se processa sempre no sentido contrário ao do gradiente de temperatura e é proporcional ao valor desse gradiente.

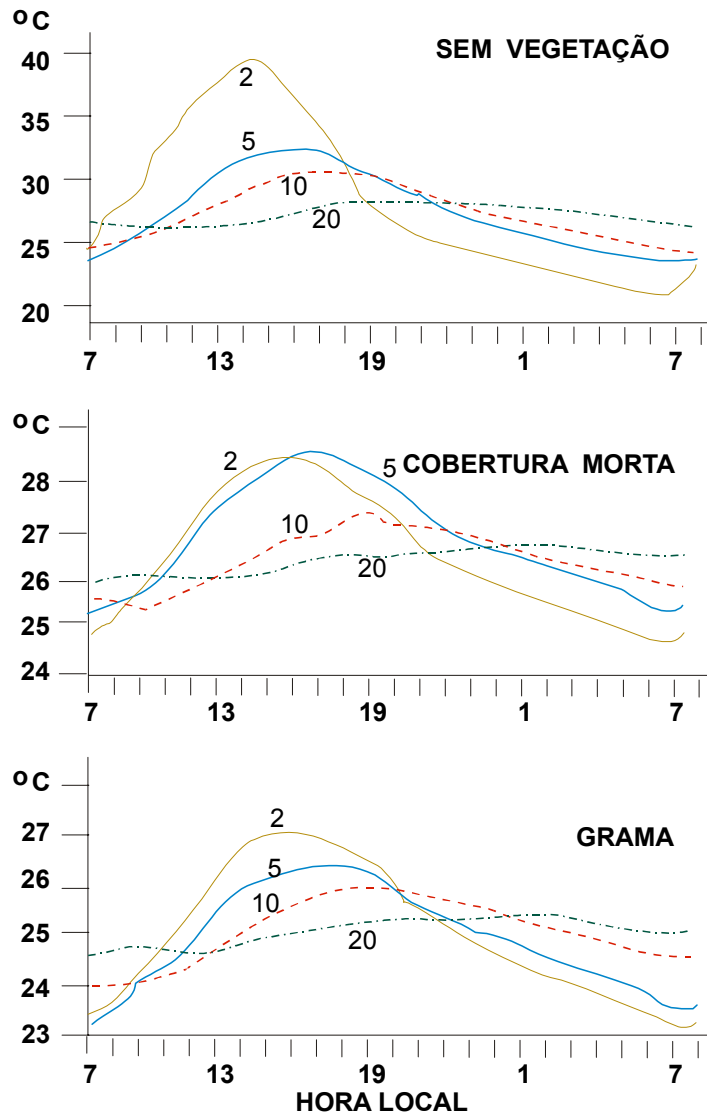


Fig. II.19 - Curvas representativas da variação da temperatura do solo à diferentes profundidades (cm) e sob distintas situações de cobertura, obtidas por Vianello e Sandanielo (1984), durante 24 horas, a partir de 7h horas (tempo legal local) de 25/02/83, em Viçosa (20°45'S, 42°51'W).

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

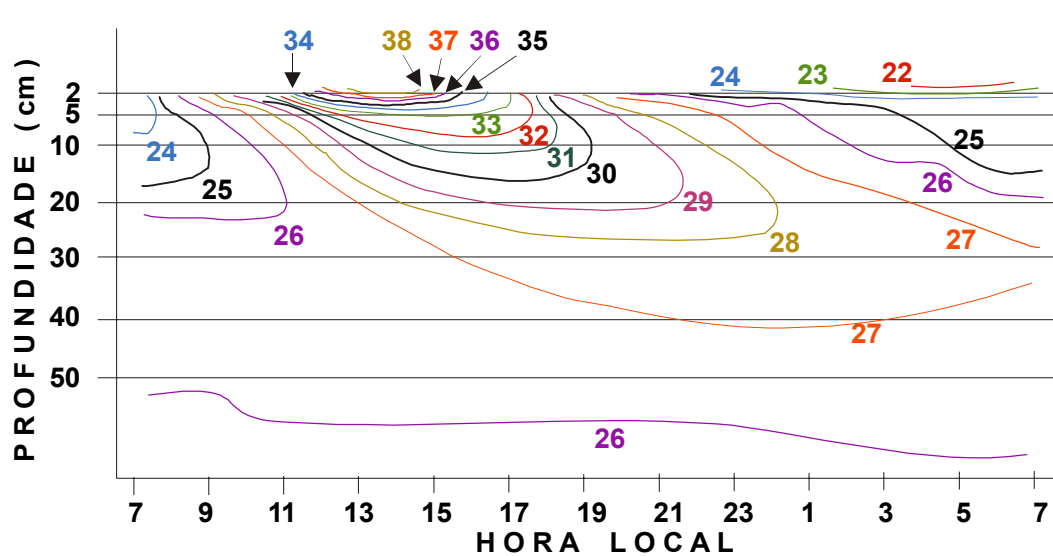


Fig. II.20 - Variação da temperatura ($^{\circ}\text{C}$) em solo não vegetado, correspondente ao primeiro diagrama da Fig. II.19. Fonte: Vianello e Sandanielo (1984).

Será abordado, apenas, do caso específico do transporte do calor ao longo da vertical.

Admitidas essas condições, considere-se um determinado volume de controle desse meio homogêneo, limitado por arestas infinitesimais Δx , Δy e Δz , orientadas segundo as direções dos eixos cartesianos associados ao referencial local. Considere-se que todo o meio está sendo aquecido uniformemente em sua face superior (Fig. II. 21), de tal modo que a temperatura, a uma dada profundidade, é a mesma em qualquer ponto. Isto equivale a dizer que é nula a componente horizontal do gradiente de temperatura $\{(\partial T/\partial x)\vec{i} + (\partial T/\partial y)\vec{j} = 0\}$. Assim, o transporte de calor (Q) se efetua de cima para baixo e depende apenas da componente vertical do gradiente de temperatura $\{(\partial T/\partial z)\vec{k} \equiv (dT/dz)\vec{k}\}$.

Aceitando-se que o fluxo vertical (F_z) de calor é proporcional ao gradiente vertical de temperatura e ocorre no sentido inverso, tem-se, em módulo:

$$F_z = dQ/dt = -K_z(dT/dz)\Delta x\Delta y, \quad (\text{II.12.1})$$

onde K_z ($\text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{K}^{-1}$) é a constante de proporcionalidade, chamada coeficiente de difusão do calor, ou condutividade calorífica do meio em questão. Fisicamente, K exprime a quantidade de calor que, na unidade de tempo, atravessa um cubo de aresta unitária, na presença de um gradiente unitário de temperatura (Geiger, 1980).

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmano Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

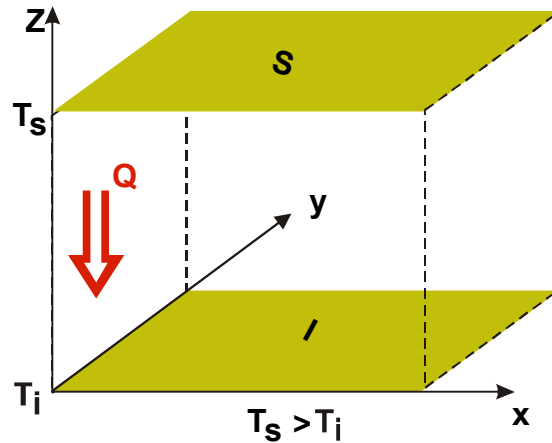


Fig. II.21 - Paralelepípedo de controle, imerso de um meio homogêneo, aquecido pela face superior (S), submetida à temperatura T_s . Q indica a direção da propagação do calor.

Em geral, o coeficiente de difusão do calor (K) varia com a composição do material, com seu teor de umidade e com a direção escolhida, advindo daí a necessidade do índice (z) para designar a direção vertical.

A existência de um fluxo de calor deverá provocar uma variação no armazenamento (A) de energia calorífica dentro do paralelepípedo de controle. Há duas maneiras diferentes de calcular a variação temporal (taxa) desse armazenamento (dA/dt). A primeira consiste em estabelecer a diferença entre os fluxos de calor que atravessam verticalmente as superfícies superior (S) e inferior (I) daquele paralelepípedo, já que não há nele nem fontes nem sumidouros de calor. Então:

$$dA/dt = (F_z)_s - (F_z)_i.$$

Pode-se determinar $(F_z)_i$ a partir de $(F_z)_s$, pois se conhece a profundidade Δz e a variação de F_z com ela (dF_z/dz). Verifica-se, assim, que

$$(F_z)_i = (F_z)_s - \{ d(F_z)/dz \} \Delta z,$$

de onde resulta:

$$dA/dt = - (dF_z/dz) \Delta z.$$

Agora, lembrando a relação II.12.1 e sendo $V = \Delta x \Delta y \Delta z$, o volume do paralelepípedo de controle, tem-se:

$$dA/dt = - K_z (d^2T/dz^2) V. \quad \dots(i)$$

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

A outra maneira de obter a taxa de variação do armazenamento é em função da variação na temperatura com o tempo (dT/dt), desde que conhecida a densidade (ρ) do meio e seu calor específico (c).

Para o volume (V) considerado, é evidente que:

$$dA/dt = \rho V c (dT/dt). \quad \dots(ii)$$

Igualando as duas últimas expressões, obtém-se:

$$dT/dt = -(K_z/\rho c)(d^2 T/dz^2), \quad (II.12.2)$$

a equação diferencial que rege a variação da temperatura com a profundidade em um meio homogêneo e isotrópico, uniformemente aquecido em sua face superior.

12.3 - Aplicação ao solo.

A equação diferencial II.12.2 pode ser aplicada como o mais simples modelo disponível para estimar a variação diária e anual da temperatura do solo. Note-se que os resultados decorrentes de sua aplicação podem ser encarados apenas como uma aproximação da realidade, já que os solos não são homogêneos e tampouco isotrópicos.

Utilizando a notação $T(z,t)$ para indicar a temperatura do solo a uma dada profundidade (z) em determinado instante (t), pode-se estabelecer as condições de contorno que definem a variação da temperatura na interface superfície-atmosfera. Assumindo que essa variação é sinusoidal, ao longo do dia e do ano, as condições de contorno que atendem à equação II.12.2 são (Montheith, 1973):

$$T(0,t) = T_o + A_o \text{sen}(W t), \quad (II.12.3)$$

em que T_o e A_o simbolizam, respectivamente, a temperatura média e a semi-amplitude da temperatura à superfície. Assim, a temperatura máxima à superfície será $T_o + A_o$ e a mínima $T_o - A_o$. Verifica-se, também, que se trata de uma função periódica, cujo período de oscilação (W) é:

- para o intervalo de um dia,
 $W = 2\pi/24 \text{ h}^{-1}$, com t em horas;
- e para o intervalo de um ano,
 $W = 2\pi/365 \text{ dia}^{-1}$, com t em dias.

Quanto aos detalhes do processo matemático envolvido na solução da equação dife-

rencial (II.12.2), consulte-se, por exemplo, Tjonov e Samarsky (1972) ou Butkov (1978).

A solução de II.12.2 que satisfaz às condições de contorno estabelecidas (II.12.3) é:

$$T(z,t) = T_0 + A_z \text{sen}(W t + L - z/D). \quad (\text{II.12.4})$$

Os novos símbolos significam o seguinte:

D é um parâmetro, normalmente designado como profundidade de amortecimento, expresso por

$$D = \{ 2K_z / \rho c W \}^{1/2}; \quad (\text{II.12.5})$$

L indica o ajuste da fase da onda da temperatura e seu valor deve ser escolhido de tal maneira que

$$Wt + L - z/D = \pi/2, \quad (\text{II.12.6})$$

quando t corresponder ao instante em que a temperatura à superfície atinge o valor máximo.

A_z representa a semi-amplitude da onda térmica à profundidade z e equivale a:

$$A_z = A_0 \exp(-z/D). \quad (\text{II.12.7})$$

A última relação confirma o fato da amplitude térmica, no solo, diminuir com a profundidade. Para $z = D$ a amplitude teórica diminui de $e^{-1} = 0,37$ vezes do valor observado à superfície. Por outro lado, sendo a curva da oscilação uma senóide perfeita, o ângulo de fase ($Wt + \hat{A}_0 - z/D$) é constante para qualquer ponto da curva, inclusive para as temperaturas mínima e máxima. Partindo de (II.12.6) e diferenciando, encontra-se:

$$dz/dt = WD, \quad (\text{II.12.8})$$

que traduz a velocidade com a qual o máximo e o mínimo da curva parecem se mover para baixo.

Paralelamente, substituindo $z = 0$ (superfície) e $z = \pi D$ na equação II.12.6 verifica-se, por diferença, que o ângulo de fase à profundidade $z = \pi D$ está deslocado do valor π em relação à curva à superfície ($z = 0$). Então, a temperatura máxima ocorre à profundidade πD , exatamente quando a mínima acontece à superfície e vice-versa.

O calor específico volumétrico (c) do solo se situa, normalmente, entre 2,0 e 2,5 $\text{J cm}^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ (0,48 a 0,60 $\text{cal cm}^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$). Não existindo dados experimentais, a capacidade calorífica (ρc) do solo, necessária ao cômputo de D (II.12.5), pode ser

estimada através da fórmula desenvolvida por D. A. de Vries, em 1952 (Rose, 1966):

$$\rho c = 0,46 f_M + 0,60 f_O + f_W, \quad (\text{II.12.9})$$

sendo f_M , f_O e f_W as frações volumétricas correspondentes aos minerais, à matéria orgânica e à água, respectivamente. Os resultados (em $\text{cal cm}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$) teriam uma aproximação da ordem de $\pm 5\%$. Claro está que $f_M + f_O + f_W + f_A = 1$, sendo f_A a fração do volume total (aparente) do solo que está preenchida com ar.

O modelo possibilita também estimar a difusividade térmica ($K_z/\rho c$) usando, ainda, a equação II.12.6. Aplicando-a para duas profundidades (z_1 e z_2), verifica-se que:

$$W t_1 + L - z_1 / D = W t_2 + L - z_2 / D,$$

Isolando D, resulta:

$$D = (1/W)\{ (z_2 - z_1) / (t_2 - t_1) \}. \quad (\text{II.12.10})$$

Finalmente, usando a relação II.12.5, obtém-se a difusividade térmica, ou seja:

$$K_z/\rho c = (1/2W)\{ (z_2 - z_1) / (t_2 - t_1) \}^2. \quad (\text{II.12.11})$$

13. Exercícios.

1 - Usando os dados da Tabela II.2, traçar as curvas correspondentes à variação dos parâmetros ali indicados (ano de 1972). Observar que 1mm de chuva corresponde à queda de um litro de água por metro quadrado da superfície.

2 - Analisar o comportamento das curvas das temperaturas média (t), máxima (t_x) e mínima (t_N) do ar (obtidas no exercício anterior) comparando-as com a da radiação solar recebida (Q) e com a da precipitação.

3 - Verificar o ciclo anual da temperatura do solo às profundidades indicadas e estabelecer as defasagens correspondentes, comparando-as com a curva da radiação solar.

4 - Admitindo que as temperaturas-limite superior e inferior de uma cultivar são 30 e 15 $^\circ\text{C}$, respectivamente, computar a quantidade de graus-dia correspondente a cada uma das situações seguintes (valores diários):

- a) $t_x = 31^\circ\text{C}$ e $t_N = 18^\circ\text{C}$;
- b) $t_x = 34^\circ\text{C}$ e $t_N = 22^\circ\text{C}$;

c) $t_x = 28 \text{ }^\circ\text{C}$ e $t_N = 12 \text{ }^\circ\text{C}$.

TABELA II.2

MÉDIAS MENSIS DA TEMPERATURA MÉDIA DIÁRIA (t_m), MÁXIMA (t_x) E MÍNIMA (t_N) DO AR, DAS TEMPERATURAS DO SOLO ÀS PROFUNDIDADES DE 2 (t_2), 10 (t_{10}) E 30 cm (t_{30}), DA RADIAÇÃO GLOBAL (Q) E TOTAIS MENSIS DE CHUVA (P), REFERENTES À ESTAÇÃO EXPERIMENTAL DE MANDACARU ($9^\circ 26'S$, $40^\circ 26'W$, 375m), EM 1972.

mês	t_m °C	t_x °C	t_N °C	Q cal cm ⁻² dia ⁻¹	t_2 °C	t_{10} °C	t_{30} °C	P mm
Jan.	27,8	32,3	21,3	506,8	25,6	25,3	25,6	61,0
Fev.	27,9	32,4	21,3	527,3	26,4	25,9	26,0	65,0
Mar.	27,1	31,3	21,0	529,9	25,9	25,6	25,9	169,4
Abr.	26,7	30,4	21,1	465,5	26,0	25,6	26,0	51,4
Mai.	26,4	30,6	20,4	395,1	24,4	24,5	24,9	5,8
Jun.	25,8	30,0	19,7	382,6	23,8	23,7	24,3	11,7
Jul.	26,1	31,1	18,9	456,9	23,5	23,2	23,8	2,1
Ago.	27,3	31,6	20,5	464,2	23,7	23,4	23,9	0,4
Set.	28,3	32,9	21,3	548,6	24,4	23,9	24,4	0,0
Out.	29,7	34,7	22,8	515,2	25,5	25,0	25,4	2,2
Nov.	30,8	35,4	23,7	519,4	26,7	26,2	26,5	70,7
Dez.	28,2	32,6	22,4	406,7	26,2	26,0	26,6	220,5

FONTE: cortesia do Pesquisador Dagmar Finizola de Sá.

5 - Usando a mesma metodologia, estimar o número total de graus-dia referentes aos três meses consecutivos mais chuvosos para a série de dados da Tabela II.2, tendo em conta uma cultura cujas temperaturas-limite são 10 e 30 °C.

CAPÍTULO III

A ATMOSFERA.

1. Composição do ar.

A atmosfera é o conjunto de gases, vapor d'água e partículas, constituindo o que se chama ar, que envolve a superfície da Terra. Não existe um limite superior para a atmosfera, no sentido físico, verificando-se apenas uma progressiva rarefação do ar com a altitude. No âmbito da Meteorologia, geralmente se considera que a atmosfera terrestre possui cerca de 80 a 100 km de espessura. Deve-se ter em mente que essa camada, predominantemente gasosa, é muito delgada quando comparada com o raio médio do planeta. De fato, representa apenas cerca de 1,6% desse raio. A porção mais importante da atmosfera, sob o ponto de vista meteorológico, porém, não atinge 20 km de altitude, o que representa apenas 0,3% do raio do planeta. Justifica-se, portanto, a crescente preocupação em preservá-la.

Sob o ponto de vista termodinâmico, a atmosfera é um sistema aberto (há intercâmbio de massa com a superfície terrestre e com o espaço), multicomponente e plurifásico. A fase dispersante é o ar propriamente dito: uma mistura homogênea de nitrogênio (N_2), oxigênio (O_2), argônio (A), dióxido de carbono (CO_2) e outros gases que figuram em pequenas proporções, chamados constituintes menores (Tabela III.1), juntamente com o vapor d'água. As fases dispersas, líquida e sólida, estão representadas por partículas de natureza hídrica ou não, em suspensão ou em queda livre. O estudo das fases dispersas é, por comodidade, feito separadamente.

Na análise da composição do ar é conveniente suprimir o vapor d'água, exatamente porque sua concentração varia bastante no espaço e também no tempo, alterando as proporções dos demais constituintes. Quando se desumidifica o ar, obtém-se o chamado "ar seco". A composição média do ar seco é praticamente constante até cerca de 25 km de altitude (Tabela III.1).

O ar seco pode ser considerado como um único gás especial cuja massa molecular aparente (M_a) equivale à média ponderada das massas moleculares de seus componentes. A soma dos produtos da fração molar pela massa molecular de cada gás (Tabela III.1), fornece:

$$M_a = 28,964 \text{ g mol}^{-1}. \quad (\text{III.1.1})$$

TABELA III.1
COMPOSIÇÃO DO AR SECO ATÉ 25 km DE ALTITUDE

Constituinte	Fração molar (% do volume)	Massa molecular (g mol ⁻¹)
Nitrogênio (N ₂)	78,084	28,013
Oxigênio (O ₂)	20,946	31,999
Argônio (A)	0,934	39,948
Dióxido de Carbono (CO ₂)	0,031	44,010
Neônio (Ne)	0,0018	20,183
Hélio (He)	0,000524	4,003
Criptônio (Kr)	0,00015	83,800
Hidrogênio (H ₂)	0,00005	2,016
Xenônio (Xe)	0,000008	131,300
Ozônio (O ₃)	0,000001	47,998
Radônio (Rn)	6 x 10 ⁻¹⁸	222,
Massa molecular média (aparente)		28,964

FONTE : Goody e Walker (1975).

Eventuais desvios da composição média do ar seco são devidas, principalmente, às variações observadas na concentração do dióxido de carbono (junto à superfície) e do ozônio (em níveis elevados). Como se trata de constituintes encontrados em pequenas proporções, porém, é evidente que essas flutuações não são suficientes para alterar de modo expressivo a composição do ar seco e, por conseguinte, também não introduzem modificações significativas no valor de M_a . Segundo Murgatroyd *et al.* (1965), a massa molecular aparente do ar seco pode ser considerada constante até 90 km de altitude (Tabela III.2).

Quando se estuda o ar propriamente dito (contendo vapor d'água), o problema da composição torna-se bastante complicado, exatamente devido às flutuações espaciais e temporais observadas na concentração de vapor d'água. Essa questão, todavia, é facilmente contornada, tratando-se o ar como sendo uma mistura de apenas dois componentes, o ar seco e o vapor d'água, tal como será abordado no próximo Capítulo.

2. Importância dos principais gases atmosféricos.

2.1 - Nitrogênio.

Embora seja o constituinte mais abundante na atmosfera, o nitrogênio, paradoxalmente, não desempenha nenhum papel relevante, em termos químicos ou energéticos, nas vizinhanças da superfície terrestre. Na alta atmosfera, no entanto, esse gás absorve um pouco de energia solar de pequeno comprimento de onda (no domínio do ultravioleta), passando à forma atômica.

Deve ser esclarecido que, em geral, o nitrogênio presente na molécula de vários compostos orgânicos vegetais (proteínas) não é oriundo da atmosfera, mas do solo. São conhecidos apenas alguns seres vivos que têm capacidade de fixar esse elemento químico a partir do nitrogênio atmosférico. Citam-se, dentre estes, algumas algas, as rizobactérias (frequentemente encontradas nos nódulos das raízes de plantas da família *Leguminosae*) e determinados microorganismos do solo (Mayer, 1970).

TABELA III.2

VARIAÇÃO DE PROPRIEDADES DO AR COM A ALTITUDE.

altitude (km)	pressão (at)	Temperatura (K)	densidade (kg m ⁻³)	L.P.M.* (cm)	M _a (g mol ⁻¹)
10	2,62x10 ⁻¹	223	4,14x10 ⁻¹	1,96x10 ⁻⁵	28,96
20	5,45x10 ⁻²	217	8,82x10 ⁻²	9,15x10 ⁻⁵	28,96
30	1,18x10 ⁻²	227	1,84x10 ⁻²	4,41x10 ⁻⁴	28,96
40	2,83x10 ⁻³	250	4,00x10 ⁻³	2,03x10 ⁻³	28,96
50	7,88x10 ⁻⁴	271	1,03x10 ⁻³	7,91x10 ⁻³	28,96
60	2,22x10 ⁻⁴	256	3,06x10 ⁻⁴	2,66x10 ⁻²	28,96
70	5,45x10 ⁻⁵	220	8,75x10 ⁻⁵	9,28x10 ⁻²	28,96
80	2,05x10 ⁻⁵	181	2,00x10 ⁻⁵	4,07x10 ⁻¹	28,96
90	1,62x10 ⁻⁶	181	3,17x10 ⁻⁶	2,56	28,96
100	2,97x10 ⁻⁷	210	4,97x10 ⁻⁷	1,63x10	28,88
110	7,25x10 ⁻⁸	257	9,83x10 ⁻⁸	8,15x10	28,56
120	2,49x10 ⁻⁸	349	2,44x10 ⁻⁸	3,23x10 ²	28,07
130	1,20x10 ⁻⁸	534	7,59x10 ⁻⁹	1,02x10 ³	27,58

* L.P.M. é o livre percurso médio das moléculas.

FONTE: Murgatroyd *et al.* (1965)

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

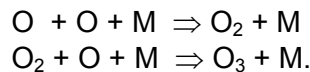
2.2 - Oxigênio e ozônio.

O oxigênio desempenha um papel essencial, do ponto de vista da Biologia: torna possível a vida aeróbia na Terra. A ele se deve a oxidação de compostos orgânicos, através do processo fisiológico da respiração. Além disso, possibilita a formação de ozônio na atmosfera.

Na alta atmosfera o oxigênio molecular (O_2) se dissocia quando absorve energia ultravioleta proveniente do Sol. A energia que provoca a fotodissociação do oxigênio molecular possui comprimento de onda entre $1,3 \times 10^{-4}$ e $2,0 \times 10^{-4}$ cm, aproximadamente. Então:



Os átomos de oxigênio, assim formados, podem se combinar entre si ou com moléculas ou átomos de outros constituintes atmosféricos. Para a formação de ozônio a combinação se processa da seguinte forma:



A presença da molécula (M) de um gás qualquer é importante para absorver a energia química liberada durante a combinação. Sem ela o produto final seria instável e tornaria a se dissociar (Fleag e Bussinger, 1963). A essa liberação de energia é que se atribui o aquecimento da atmosfera observado em torno dos 50 km de altitude.

As reações apresentadas ocorrem em níveis elevados, sendo a última delas responsável pela formação de quase todo o ozônio presente no ar. As descargas elétricas que se verificam na atmosfera também produzem ozônio, mas a quantidade formada é insignificante quando comparada àquela devida ao processo de recombinação fotoquímica (Retallack, 1971).

O ozônio é encontrado desde níveis próximos da superfície terrestre até cerca de 100 km de altitude. A camada compreendida entre 10 e 70 km, por ser a mais rica em ozônio, é conhecida como ozonoesfera. A concentração desse gás varia com a latitude e, em uma dada latitude, com a época do ano, com a hora do dia e, ainda, com a maior ou menor atividade do Sol. Quando se considera a média espaço-temporal para todo o planeta, a maior concentração de O_3 se situa em torno de 35 km de altitude (Dobson, 1968).

O ozônio é um gás instável. Ao absorver radiação solar ultravioleta, de comprimento de onda compreendido entre $2,3 \times 10^{-4}$ cm e $2,9 \times 10^{-4}$ cm, se dissocia, produzindo uma molécula e um átomo de oxigênio.

Estudos da distribuição de ozônio na atmosfera revelam haver um equilíbrio entre os processos naturais de gênese e destruição desse gás, já que sua concentração média vinha se mantendo praticamente constante e no nível conveniente aos seres vivos. Além da fotodissociação, o mais eficiente processo ozonolítico, há outros mecanismos naturais de destruição desse gás. Parte do O₃ gerado na alta atmosfera difunde-se para baixo, atingindo a camada justaposta à superfície. No entanto, a quantidade de radiação ultravioleta que chega a esse nível é pequena (pois foi quase completamente absorvida pelo próprio ozônio, antes mesmo de atingir 20 km de altitude), não sendo suficiente para dissociar todo o gás que migra para a camada mais baixa. Desse modo, o ozônio tenderia a se acumular junto à superfície, o que não se verifica por causa da ação ozonolítica da fumaça e da vegetação (Dobson, 1968). Esse efeito contribui para manter a quantidade de O₃ em um nível estável, de tal maneira que sua concentração oscila muito pouco em torno da média.

O equilíbrio assegurado pelos processos naturais de formação e destruição do ozônio é muito delicado pois, se todo o ozônio atmosférico fosse concentrado junto à superfície, sob pressão e temperatura normais, formaria uma camada com apenas 3 mm de espessura.

Graças às propriedades radiativas que possui, o ozônio se torna um dos mais importantes gases da atmosfera terrestre. Sabe-se que o excesso de radiação solar ultravioleta, que passaria a atingir a superfície terrestre, caso a concentração de ozônio diminuísse, causaria grandes queimaduras na epiderme dos seres vivos, aumentando drasticamente a incidência de câncer de pele. Por outro lado, se a concentração de ozônio aumentasse a ponto de absorver totalmente a radiação ultravioleta oriunda do Sol, não haveria formação de vitamina D no organismo animal e, como consequência, estaria seriamente comprometida a fixação do cálcio e do fósforo, indispensáveis à formação do tecido ósseo.

Os conhecidos perigos advindos do desequilíbrio, causado pelo Homem, nos processos naturais de formação e destruição do ozônio, têm provocado protestos e movimentos de alerta em muitos países do mundo. A constante poluição atmosférica por substâncias químicas altamente eficazes em destruir ozônio, como o cloro-fluor-carbono (CFC) usado em *sprays* e o gás freon, empregado na indústria de refrigeração, bem como a liberação contínua de fumaça, igualmente ozonolítica, por aeronaves que trafegam na alta atmosfera, têm sido as principais causas apontadas como responsáveis pela comprovada redução da quantidade normal de ozônio na atmosfera, denunciadas e combatidas por grupos interessados em preservar o ambiente adequado à vida.

2.3 - Vapor d'água.

A concentração de vapor d'água na atmosfera embora relativamente pequena, pois dificilmente ultrapassa 4% em volume (Miller, 1971), é bastante variável e,

em geral, diminui com a altitude. Em regiões tropicais quentes e úmidas, por exemplo, o vapor d'água pode ser encontrado, próximo à superfície, em uma proporção tão alta quanto 40 g por quilograma de ar seco; nas zonas polares frias e secas, essa cifra pode cair para cerca de 0,5 g. kg⁻¹.

Apesar de sua baixa concentração, o vapor d'água é um constituinte atmosférico importantíssimo por interferir na distribuição da temperatura: em primeiro lugar, porque participa ativamente dos processos de absorção e emissão de calor sensível pela atmosfera; em segundo, atua como veículo de energia ao transferir calor latente de evaporação, de uma região para outra, o qual é liberado como calor sensível, quando o vapor se condensa.

Além disso, deve-se ressaltar que o vapor d'água é o único constituinte da atmosfera que muda de estado em condições naturais e, em consequência disto, é o responsável pela origem das nuvens e por uma extensa série de fenômenos atmosféricos importantes (chuva, neve, orvalho etc.). Sua proporção na atmosfera determina o nível de conforto ambiental.

2.4 - Gás carbônico.

Do total de dióxido de carbono existente na Terra, cerca de 98% se encontra dissolvido na água dos oceanos, sob a forma de bicarbonato (Linacre e Hobbs, 1977); quase todo o restante está na atmosfera, onde sua concentração oscila muito pouco em torno de 0,5 g por quilograma de ar. Essa concentração, porém, pode aumentar consideravelmente nas vizinhanças dos grandes parques industriais e dos conglomerados urbanos de maior porte.

Há um intercâmbio contínuo de gás carbônico entre a atmosfera e os seres vivos (respiração e fotossíntese), os materiais da crosta (combustão e oxidação) e os oceanos. Cerca de 90% dos principais constituintes vegetais não provêm do solo, mas da atmosfera, através da atividade fotossintética. O carbono, integrante das moléculas sintetizadas pelos vegetais provém do gás carbônico atmosférico. O CO₂ também desempenha um papel de destaque na energética do sistema globo-atmosfera, absorvendo energia solar e terrestre de determinados comprimentos de onda. Por outro lado, emite energia em direção à superfície terrestre, como será oportunamente comentado.

3. Variação vertical de propriedades da atmosfera.

Em valores aproximados pode-se dizer que 50% da massa total da atmosfera advém do ar existente nos primeiros 5 km de altitude; abaixo de 10 e de 20 km concentram-se, respectivamente, 75 e quase 95% do ar existente (Tabela III.2). Essa

progressiva rarefação do ar ao longo da vertical é que torna impossível estabelecer um limite físico externo para a atmosfera. A 120 km de altitude, por exemplo, o livre percurso médio das moléculas é estimado em cerca de três metros, mas ainda há atmosfera !

Diversas tentativas foram feitas no sentido de dividir a atmosfera em camadas aproximadamente homogêneas no que concerne as suas propriedades físicas, o que tornaria mais fácil seu estudo. O critério atualmente aceito fundamenta-se na variação da temperatura do ar com a altitude. Essa variação é expressa pela componente vertical do gradiente térmico (conforme se viu no Capítulo II) com sinal trocado e é representada por Γ . Assim:

$$\Gamma = -\nabla_{xy}T = -\partial T/\partial z.$$

As derivadas parciais foram usadas para indicar que a temperatura também depende das coordenadas horizontais. Como se observa, a variação vertical de temperatura é negativa se a temperatura diminui com a altitude e positiva no caso contrário.

É possível traçar (em um diagrama T, z) a curva que representa a variação vertical da temperatura do ar. Os pontos de inflexão dessa curva traduzem mudanças do sinal do gradiente térmico vertical (Fig. III.1). As camadas onde não há variação da temperatura com a altitude ($\Gamma = 0$) são ditas isotérmicas.

De conformidade com o critério térmico, a atmosfera está dividida em quatro camadas, aproximadamente homogêneas (troposfera, estratosfera, mesosfera e termosfera), separadas por três zonas de transição (tropopausa, estratopausa e mesopausa). No estudo dessas camadas não se pode perder de vista que se está diante de um meio fluido e, assim, não se deve esperar que existam limites definidos entre elas. Tampouco pode ser esquecido que o critério térmico se baseia na distribuição vertical média da temperatura do ar, observada em todo o planeta (Fig. III.1, painel superior). Isto quer dizer que, em um dado instante e região da atmosfera, as condições reais podem ser bastante diferentes das correspondentes à média planetária. Por exemplo: na troposfera, em geral, a temperatura do ar diminui com a altitude ($\Gamma > 0$) mas não raro verifica-se a presença de uma camada onde há uma variação vertical de temperatura positiva (a temperatura aumenta com a altitude), caracterizando o que se conhece por camada de inversão.

3.1 - Troposfera e tropopausa.

A troposfera, justaposta à superfície terrestre e por ela aquecida, é a mais importante das camadas da atmosfera, sob o ponto de vista da Meteorologia.

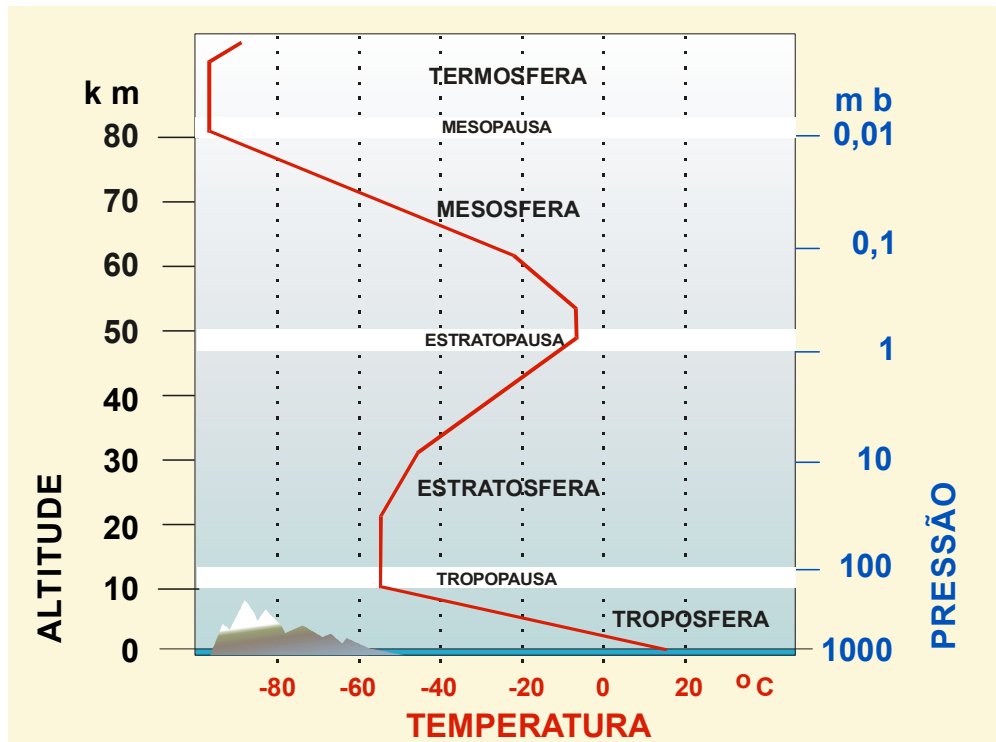


Fig. III.1 - Estrutura vertical média da atmosfera, segundo o critério térmico (acima) e alguns processos físicos e fenômenos importantes (abaixo).

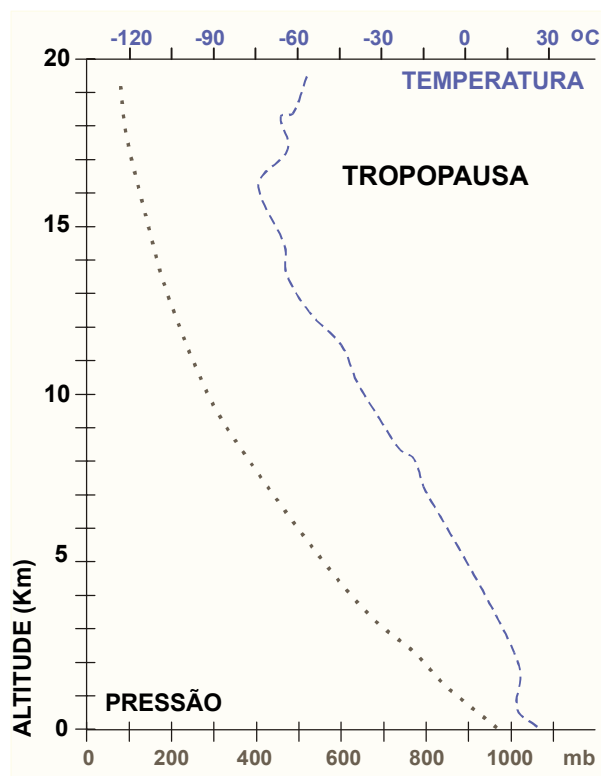


Fig. III.2 - Variação da pressão e da temperatura com a altitude em Floriano ($6^{\circ} 46' S$, $43^{\circ} 02' W$), em 08/07/69, 12:00 TMG, segundo Varejão-Silva (1972).

Na troposfera se concentram cerca de 3/4 da massa total da atmosfera e quase todo o seu vapor d'água. Esta última circunstância lhe torna o ambiente natural de praticamente todas as nuvens e dos fenômenos meteorológicos direta ou indiretamente decorrentes da presença do vapor d'água no ar.

Em termos médios para todo o planeta, a temperatura do ar diminui com a altitude cerca de $6,5 \text{ }^{\circ}\text{C km}^{-1}$ na troposfera (Fig. III.1). Esse fato é coerente, pois o aquecimento do ar se efetua basicamente por condução, em contacto com a superfície terrestre aquecida pelo Sol. As sondagens aerológicas, no entanto, geralmente revelam valores de variação vertical da temperatura diferentes de $6,5 \text{ }^{\circ}\text{C km}^{-1}$ (Fig. III.2), indicando que essa distribuição é bastante afetada por situações locais (a troposfera mantém-se em contínua interação com a superfície). Aliás, quando se observa a curva que representa a variação da temperatura com a altitude, em uma sondagem específica, é comum a presença de inversões térmicas e até de camadas isotérmicas, em geral pouco espessas.

O aquecimento basal da atmosfera proporciona o desenvolvimento de corren-

tes aéreas verticais (ascendentes e subsidentes) que provocam transferência convectiva de calor e de vapor d'água para níveis mais elevados da troposfera. A rugosidade natural da superfície, devido à resistência que oferece ao vento, gera turbulência (maior sobre os continentes que sobre os oceanos), contribuindo para acelerar, ainda mais, a transferência vertical de calor e de vapor d'água.

O campo médio da temperatura na atmosfera, para janeiro e julho, consta da Fig. III.3. Analisando-o percebe-se que as isotermas são aproximadamente paralelas à superfície da Terra.

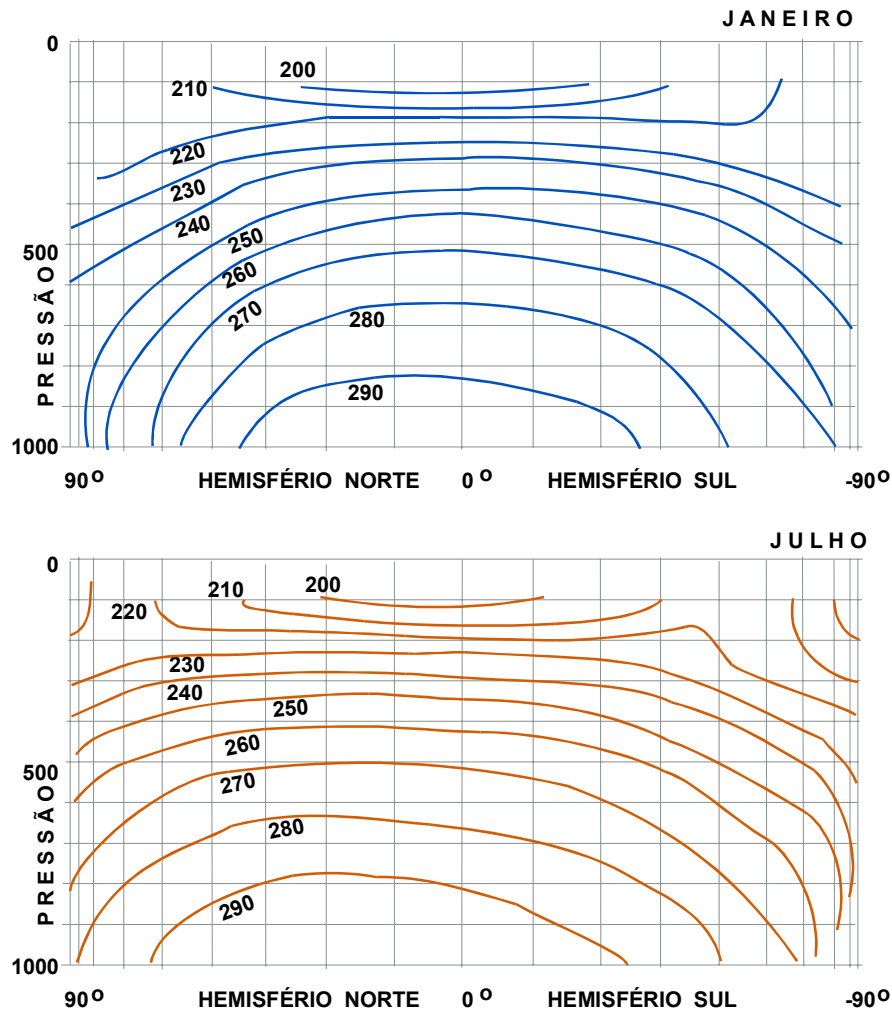


Fig. III.3 - Secção meridional da atmosfera mostrando a distribuição média da temperatura (K) em janeiro (acima) e em julho (abaixo), segundo Lorenz (1964).

A velocidade do vento, em geral, aumenta com a altitude na troposfera, atingindo valores máximos perto da tropopausa. Próximo àquela zona de transição podem ser encontradas faixas sinuosas e quase horizontais, com cerca de 1 km de espessura, onde a velocidade do vento facilmente ultrapassa 150 ou 200 km h⁻¹. Tais faixas, com largura da ordem de 100 km e comprimento de alguns milhares de quilômetros, são conhecidas como correntes de jato.

A espessura da troposfera (e, portanto, a altitude da base da tropopausa), varia com a latitude e com a época do ano. Nos pólos, oscila entre um mínimo de 6 km no inverno e um máximo de 10 km no verão, em média. As correspondentes altitudes para a zona tropical são de 15 e 18 km, aproximadamente (Fig. III.4). Grandes perturbações atmosféricas (como os ciclones) podem estar associadas à elevação ou à redução da espessura da troposfera.

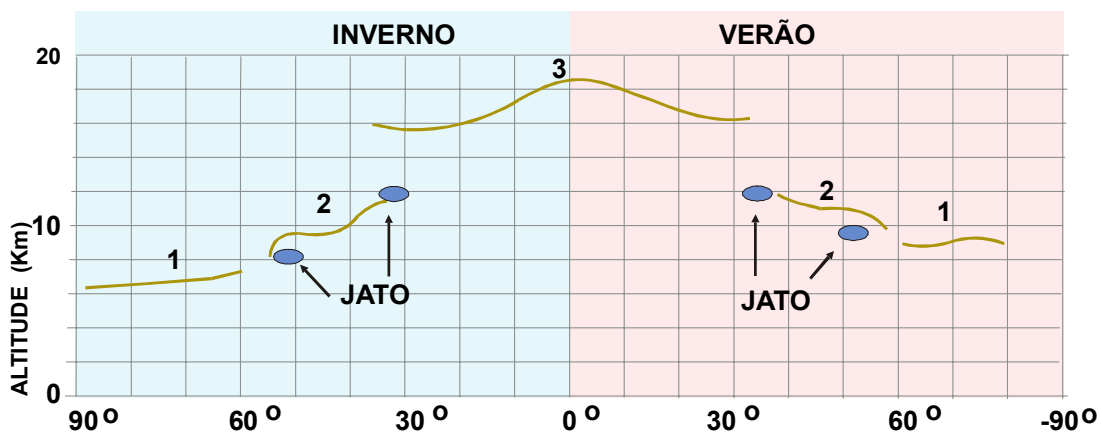


Fig. III.4 - Esquema da variação anual da altitude da tropopausa da Região Polar (1), das latitudes médias (2) e da Região Tropical (3) com a latitude.

A tropopausa, região de transição entre a troposfera e a estratosfera, se caracteriza por uma ou mais inflexões na curva que representa a variação da temperatura com a altitude (Fig. III.1). Um pouco mais acima há uma tendência à isotermia ($\Gamma=0$). Nas vizinhanças das latitudes de 30° e de 60° a tropopausa pode apresentar-se tão difusa (o gradiente vertical de temperatura vai tendendo a zero suavemente) que se torna difícil sua identificação em uma sondagem (Fig. III.3).

3.2 - Estratosfera e estratopausa.

A estratosfera estende-se, para além da tropopausa, até cerca de 50 km de altitude. De um modo geral, tem sido observada uma zona aproximadamente isotér-

mica, correspondendo aos seus primeiros 20 km. A partir daí a temperatura do ar passa a aumentar com a altitude ($\Gamma < 0$). A inclinação da curva temperatura-altitude (Fig. III. 1) revela que esse aumento é mais suave até 30 km de altitude, em média.

O progressivo aquecimento do ar com a altitude, observado na porção superior da estratosfera, é devido à liberação de energia no processo de formação do ozônio.

Inicialmente se imaginava que a estratosfera fosse uma camada estratificada (daí seu nome). Hoje, encara-se como bastante complexa a dinâmica dessa camada, ainda pouco estudada, face às dificuldades encontradas na obtenção de dados. Na Região Tropical, tem sido constatada uma alternância na componente zonal (leste-oeste) do vento, a qual inverte a direção a cada intervalo de aproximadamente 26 meses (Hastenhrath, 1985). Esse fenômeno é conhecido como oscilação quase bi-anual do vento (Fig. III.5) e tem sido observado em várias localidades. Também foram constatadas correntes de jato estratosféricas, sendo a mais estudada a que se situa a 40 km de altitude, nas proximidades de 70° N, conhecida como corrente de jato da noite polar.

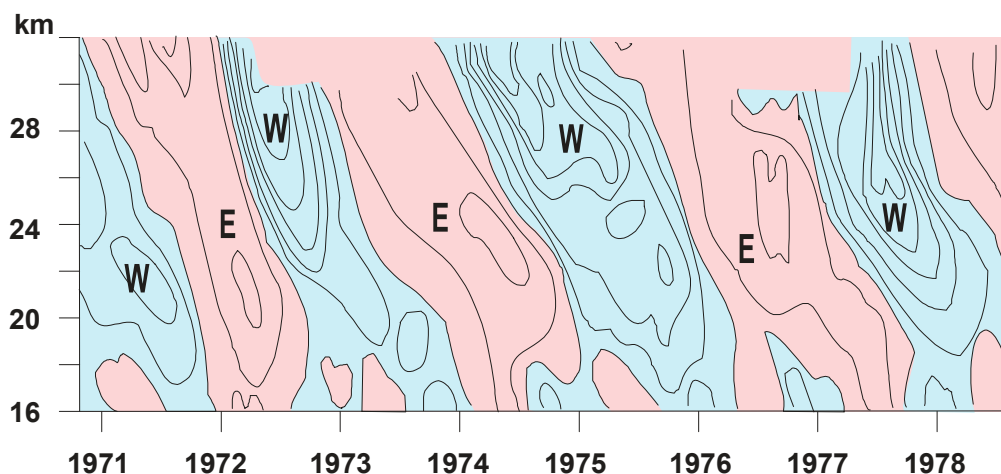


Fig. III.5 - Série temporal do perfil dos desvios, em relação à média, da componente zonal do vento (isotacas a cada 10 m s^{-1}) na estratosfera tropical. As áreas escuras indicam que a componente zonal é de oeste (W).

A estratopausa justapõe-se ao topo da estratosfera, sendo caracterizada por um gradiente vertical de temperatura quase nulo. A média planetária da temperatura do ar, nessa faixa, é da ordem de 0°C .

3.3 - Mesosfera e mesopausa.

A mesosfera, menos conhecida ainda que a estratosfera, se estende dos 50 aos 80 km de altitude aproximadamente, apresentando gradiente vertical médio de temperatura negativo ($\Gamma > 0$) indicando que a temperatura volta a diminuir com a altitude. Em seu limite superior a temperatura do ar é estimada em $-95\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Na mesosfera o ar é praticamente isento de vapor d'água e sua composição praticamente não difere da do ar seco, observada nas camadas inferiores. Ali o estado de rarefação do ar é muito acentuado, como se depreende pela análise de sua densidade (Tabela III.2). Apesar disso, os meteoritos, que penetram na mesosfera em alta velocidade (10 a 70 km s^{-1}); normalmente entram em incandescência devido ao atrito com o ar, provocando a fusão de sua matéria e originando as conhecidas estrelas cadentes. Apenas os maiores conseguem chegar à superfície do planeta.

Acima da mesosfera estende-se uma camada aproximadamente isotérmica, que pode ultrapassar 10 km de espessura: a mesopausa. Nessa faixa é que se formariam as chamadas nuvens noctilucentes, visíveis, em certas ocasiões, nas regiões próximas ao Pólo Norte, quando o Sol se encontra 10 a 15° abaixo do plano do horizonte do observador.

3.4 - Termosfera.

A termosfera se situa para além dos 90 km de altitude e se caracteriza por um contínuo aumento da temperatura média do ar com a altitude. Deve-se ressaltar, porém, que o conceito de média tem um significado muito restrito nessa região: entre o dia e a noite a temperatura do ar pode oscilar, ali, várias centenas de graus em torno do valor médio (Dobson, 1968). Essas temperaturas não são medidas diretamente, mas estimadas a partir da pressão e da massa específica, já que o grau de rarefação local não possibilita o uso de processos termométricos convencionais. A cerca de 120 km de altitude, por exemplo, a densidade do ar é estimada em $0,00002\text{ g m}^{-3}$ (Murgatroyd *et al.*, 1965). Tais condições de rarefação são muito melhores que as obtidas nas mais sofisticadas câmaras de vácuo atualmente em uso.

3.5 - Ionosfera.

Em decorrência da fotodissociação, a concentração de íons aumenta com a altitude na atmosfera superior, advindo daí o termo ionosfera a ela aplicado. A ionização começa a ocorrer por volta de 60 km de altitude.

Muito embora os dados disponíveis tenham um acentuado grau de incerteza, as observações realizadas insinuam que cerca de 65% do oxigênio encontra-se dis-

sociado aos 130 km de altitude. A presença de íons na atmosfera superior está relacionada com a existência de elétrons livres mas, segundo Dobson (1968), o número de íons deve ser inferior ao de átomos neutros. Isso é justificável porque, sendo os íons eletricamente carregados, facilmente colidem e interagem.

Quando se considera a concentração de elétrons livres, a ionosfera é dividida em três regiões (Boischot, 1966):

REGIÃO D - situada de 60 a 90 km de altitude, com concentração da ordem de 10^3 elétrons por centímetro cúbico;

REGIÃO E - entre 90 e 160 km de altitude, com o máximo de concentração, da ordem de 10^5 elétrons por centímetro cúbico, situado entre 110 e 120 km; e a

REGIÃO F - acima de 160 km de altitude, com dois máximos de concentração de elétrons livres (o da sub-camada F_1 , com $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, situado em torno de 200 km e o da sub-camada F_2 , com 10^6 cm^{-3} , localizado a cerca de 300 km de altitude).

A ionosfera pode absorver ou refletir ondas de rádio, dependendo da frequência da emissão radiofônica e da densidade de elétrons livres. Exerce, por isso, um papel importante na rádio-comunicação, facilmente perceptível à noite, ocasião em que o desaparecimento do máximo correspondente à região D, permite que as ondas sejam refletidas pelas regiões E e F, mais elevadas, melhorando bastante a qualidade da recepção de emissoras distantes. Algumas estações transmissoras, interessadas em propagações específicas para determinadas regiões da Terra, usam a propriedade refletora da ionosfera. Durante o dia, porém, a região D absorve grande parte da energia associada às ondas radiofônicas, tornando mais débeis os sinais recebidos por reflexão.

Eventuais mudanças súbitas na atividade solar (erupções solares) provocam alterações apreciáveis na densidade de elétrons livres da ionosfera e podem causar um colapso nas comunicações via rádio. Tais distúrbios, designados por tempestades magnéticas, são atribuídos ao fluxo anômalo de partículas eletricamente carregadas procedentes do Sol.

A Terra possui, ainda, duas camadas exteriores, ditas cinturões de radiação de Van Allen, o mais próximo dos quais situa-se a cerca de 3600 km de altitude acima do equador magnético terrestre (Vila, 1971). Esses cinturões se compõem de partículas subatômicas dotadas de elevada energia, principalmente elétrons. Os cinturões magnéticos de Van Allen protegem a superfície terrestre do incessante bombardeio de raios cósmicos vindos do espaço, altamente nocivos aos seres vivos.

As descargas solares de partículas eletricamente carregadas, atingem os cinturões de radiação de Van Allen, sendo capturadas e atraídas na direção dos polos magnéticos da Terra. Por ocasião das tempestades magnéticas, o fluxo de partí-

culas solares torna-se anormalmente elevado e sua interação com o oxigênio e o nitrogênio atômicos. na alta atmosfera, nas proximidades dos pólos magnéticos, pode provocar a emissão de energia visível (luminescência), originando as chamadas auroras polares. Esse fenômeno é visto sob a forma de colunas, arcos, manchas e cortinas coloridas.

4. Pressão atmosférica.

Denomina-se pressão atmosférica (p) ao peso exercido por uma coluna de ar, com secção reta de área unitária, que se encontra acima do observador, em um dado instante e local. Fisicamente, representa o peso que a atmosfera exerce por unidade de área.

O estudo da pressão atmosférica é muito importante bastando lembrar que, sendo o ar um fluido, sua tendência é movimentar-se em direção às áreas de menor pressão. Daqui de depreende que o movimento da atmosfera está intimamente relacionado com a distribuição da pressão atmosférica, muito embora existam outras forças intervenientes, que modificam bastante a tendência inicial do ar de mover-se diretamente para as regiões onde a pressão estiver mais baixa.

4.1 - Equação do equilíbrio hidrostático.

Em condições atmosféricas normais (não perturbadas), a componente horizontal do movimento do ar (vento) é da ordem de 10 m s^{-1} . Nessas mesmas condições, a velocidade da componente vertical é de um milésimo da horizontal, isto é: tem ordem de magnitude de 1 cm s^{-1} (Holton, 1979). Assim sendo, costuma-se aceitar, em primeira aproximação, que a componente vertical do movimento do ar é negligenciável quando comparada à horizontal, assumindo-se que a atmosfera está em equilíbrio. Qualquer desvio em relação a essa hipótese, tal como acontece no interior de uma nuvem de grande desenvolvimento vertical, por exemplo, torna-se objeto de estudo específico, o qual leva forçosamente em conta a condição de não equilíbrio.

Assumindo-se a condição normal de equilíbrio da atmosfera, sejam p e $p + dp$ as pressões reinantes em dois níveis de altitude z e $z + dz$, respectivamente. Esses níveis devem estar bastante próximos e situados na mesma coluna atmosférica (Fig. III.6). A pressão no nível z {representada por $p(z)$ } será igual à soma da pressão reinante no nível $z + dz$ {representada por $p(z + dz)$ } com a contribuição (C) devida à camada de espessura dz . Analiticamente:

$$\begin{aligned} p(z) &= p(z+dz) + C \\ p &= p + dp + C \\ - dp &= C. \end{aligned}$$

Sendo A a área da secção reta da coluna, o volume da camada será Adz . Então, se g designar a aceleração da gravidade e ρ a densidade do ar, é evidente que: $C = \rho g Adz/A = \rho g dz$.

Combinando as duas relações anteriores, verifica-se que a pressão diminui quando z aumenta, ou seja:

$$dp = -\rho g dz. \quad (\text{III.4.1})$$

Esta é a conhecida equação da hidrostática, que rege a distribuição vertical da pressão num fluido em equilíbrio. Na atmosfera, porém, a pressão não varia apenas na direção vertical. Normalmente, verificam-se variações também na direção das coordenadas horizontais usadas. Para aplicações mais gerais, portanto, as diferenciais totais que figuram na relação anterior devem ser substituídas por diferenciais parciais, ficando:

$$\partial p = -\rho g \partial z. \quad (\text{III.4.2})$$

A despeito de sua aparente simplicidade a equação do equilíbrio hidrostático não pode ser usada para obter a pressão atmosférica reinante em um dado local e instante. De fato, a sua integração exige que se conheça a distribuição vertical da aceleração da gravidade (apenas teoricamente conhecida) e, também, a variação da massa específica do ar com a altitude (z), em toda a coluna atmosférica acima do local em questão. Infelizmente a determinação da massa específica do ar não é incluída na rotina de trabalho das estações de prospecção aerológica, exatamente por ser muito difícil de efetuar.

Face à impossibilidade de aplicar a equação do equilíbrio hidrostático diretamente à atmosfera, a pressão atmosférica deverá ser obtida por outro processo.

4.2 - Determinação da pressão atmosférica.

Em 1643, mediante uma experiência bem simples, E. Torricelli mostrou que a pressão atmosférica é capaz de compensar a pressão reinante na base de uma coluna de mercúrio (Hg), mantida em equilíbrio. Estava inventado o barômetro (Fig. III.7), instrumento que, com alguns melhoramentos, constitui, ainda hoje, o meio mais preciso de determinar a pressão atmosférica. A descrição dos principais tipos de barômetro em uso será objeto do próximo tópico.

A descoberta de Torricelli permite aplicar a equação III.4.1 à coluna (de altura h) do barômetro, assumindo-se que a densidade do mercúrio (ρ_H) e a aceleração da gravidade (g), mantêm-se constantes ao longo dela. Essa hipótese não introduz erro apreciável pois, o máximo valor de h (que se observa exatamente à superfície terres-

tre) flutua pouco em torno de 76 cm. Então, se a pressão atmosférica (p) é igual àquela decorrente da coluna de mercúrio, verifica-se que:

$$p = -\rho_H g \int_0^h dh = \rho_H gh \quad (\text{III.4.3})$$

onde h refere-se à distância vertical entre o topo da coluna e o plano definido pela superfície do mercúrio na cisterna (Fig. III.7).

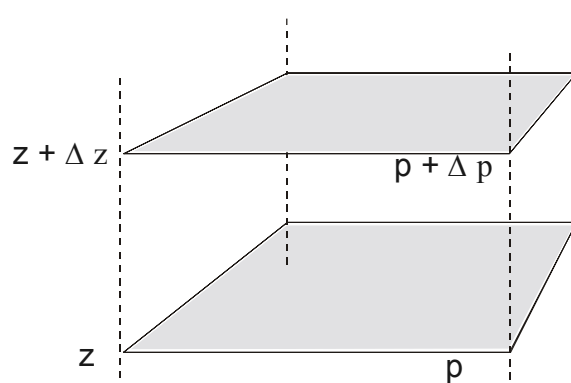


Fig. III.6 - Coluna atmosférica de espessura infinitesimal, tendo área da secção reta unitária (p designa a pressão e z a altitude).

Deve-se notar que a altura da coluna barométrica não depende só da pressão mas, também, da temperatura. De fato, tanto o mercúrio, como as demais partes metálicas (cisterna e escala) e de vidro (tubo) dos barômetros convencionais, se dilatam ou se contraem em função de mudanças na temperatura ambiente. Por isso mesmo, barômetros de mercúrio submetidos à mesma pressão atmosférica, mas sob distintas temperaturas, ostentam colunas com alturas diferentes. Por outro lado, a altura da coluna barométrica depende, também, do valor local da aceleração da gravidade, como mostra a equação III.4.3. Para contornar essas dificuldades, os barômetros de mercúrio têm sua escala confeccionada de modo que forneçam valores corretos da pressão apenas quando colocados sob temperatura de 0°C e aceleração da gravidade de $980,665\text{ cm s}^{-2}$ (chamadas condições-padrão para fins barométricos). Quando tais condições ambientais não são satisfeitas, o que é o caso mais freqüente, é necessário aplicar correções ao valor de h lido na escala (chamado de leitura barométrica), para que se obtenha a pressão real.

Durante muito tempo costumou-se exprimir a pressão atmosférica em termos da altura da coluna de mercúrio, adotando-se o milímetro de mercúrio (mmHg) como unidade. As unidades recomendadas, para exprimir a pressão são o pascal (Pa) e o

milibar (mb), esta inclusive para intercâmbio internacional de dados (O.M.M., 1971):

$$1 \text{ mb} = 10^3 \text{ dyn cm}^{-2} = 10^2 \text{ N m}^{-2} = 10^2 \text{ Pa} = 1 \text{ hPa} \quad (\text{III.4.4})$$

Considerando as condições-padrão de temperatura (0°C) e de aceleração da gravidade ($980,665 \text{ cm s}^{-2}$) e, ainda, que a pressão normal corresponde a 76cm de coluna barométrica, pode-se aplicar a equação III.4.3 ao barômetro. Lembrando que a densidade do mercúrio àquela temperatura é de $13,5951 \text{ g cm}^{-3}$, tem-se:

$$p = 980,665 \times 13,5951 \times 76 \text{ dyn cm}^{-2} = 1013,25 \text{ mb}. \quad (\text{III.4.5})$$

Então, uma atmosfera (1 at) corresponde a 760 mmHg, a 1013,25 mb ou a 101325 Pa, ou a 1013,25 hPa. A partir dessa correspondência, as seguintes equivalências ficam estabelecidas:

$$1 \text{ mmHg} = 1,33322 \text{ mb} = 1,33322 \text{ hPa}; \quad (\text{III.4.6})$$

$$1 \text{ mb} = 1 \text{ hPa} = 0,75006 \text{ mmHg}. \quad (\text{III.4.7})$$

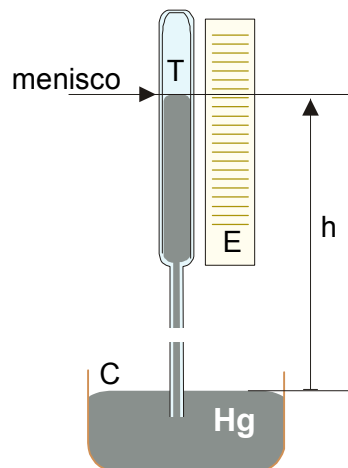


Fig. III.7 - Esquema de um barômetro convencional, mostrando a escala (E), a cisterna ou cuba (C), o tubo (T) e a altura (h) da coluna de mercúrio.

4.3 - Barômetros.

Os barômetros dividem-se em dois grandes grupos, de acordo com o princípio de funcionamento: os de mercúrio e os aneróides.

4.3.1 - Barômetros de mercúrio.

Os barômetros de mercúrio são constituídos de um tubo de vidro, com cerca de 90 cm de comprimento, cuja extremidade aberta está situada no interior de um recipiente (a cuba, ou cisterna). Quando o instrumento se encontra em perfeitas condições de operação, há vácuo na parte superior do tubo e o mercúrio ocupa sua porção inferior e grande parte da cuba. O tubo de vidro é protegido por um cilindro de metal, acoplado à cuba (Fig. III.8) e dotado de um visor, através do qual pode ser vista a extremidade da coluna de mercúrio, o menisco. Gravadas no cilindro, junto ao visor, há uma escala graduada em milibares e outra em milímetros (inteiros). As frações são obtidas com o auxílio de um nônio, ou Vernier, cuja posição pode ser ajustada (através de uma cremalheira) de modo a tangenciar o menisco, permitindo efetuar leituras com aproximação de décimos. Finalmente, um termômetro encontra-se acoplado ao corpo do instrumento.

Os barômetros de mercúrio são fabricados de modo que forneçam leituras corretas apenas se submetidos às condições-padrão de temperatura (0°C) e aceleração da gravidade ($980,665\text{ cm s}^{-2}$). No entanto, mesmo sob essas condições, qualquer variação na pressão atmosférica acarreta a mudança do nível do mercúrio no interior da cuba, o qual serve de referência para se determinar a altura da coluna barométrica. Uma vez que as escalas são fixas e, portanto, não podem ser ajustadas àquele nível, duas soluções foram adotadas pelos Fabricantes:

- a escala é construída com divisões proporcionais à variação no nível do mercúrio da cuba, compensando, automaticamente, o deslocamento do zero da escala; e
- o nível do mercúrio contido na cuba pode ser elevado ou rebaixado pelo usuário, de modo a ajustar-se a uma referência ponteaduda (visível através de janela existente na cuba) que representa o ponto zero da escala.

A primeira solução é usada em barômetros do tipo Kew (também chamados barômetros de cuba fixa, ou de escala compensada), cujo volume do mercúrio usado deve ser quantificado com bastante precisão. A segunda é adotada nos do tipo Fortin, não tendo muita importância a quantidade de mercúrio usada (desde que dentro dos limites permitidos pelo tamanho da cuba).

A leitura dos barômetros deve ser iniciada pela determinação da temperatura. Em seguida é feito o ajuste do zero da escala, quando se tratar de um barômetro Fortin. Finalmente, acionando-se o nônio de modo que sua base tangencie o menisco, efetua-se a leitura barométrica propriamente dita.

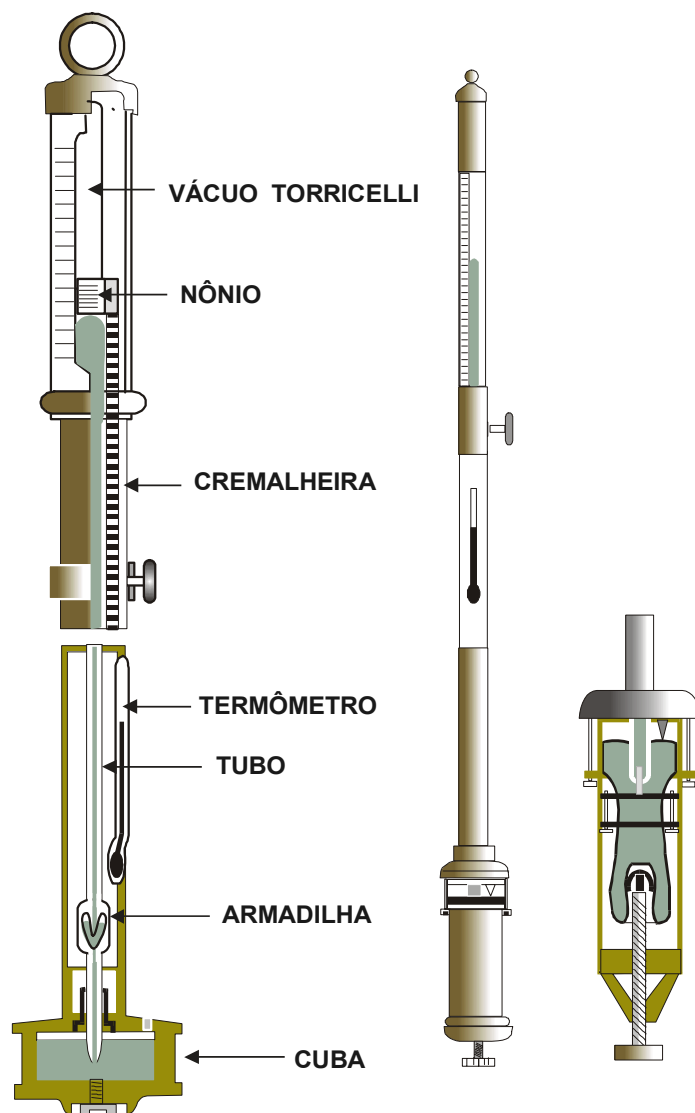


Fig. III.8 - Barômetros do tipo Kew (esquerda) e Fortin (direita), cujo mecanismo de ajuste da escala ao zero é visto em detalhe.

Às leituras barométricas são normalmente aplicadas três correções (Varejão-Silva, 1982):

- correção de temperatura, para ajustar a leitura a 0 °C;
- correção instrumental, visando a compensar eventuais defeitos de fabricação (se existirem) e que consta do certificado de calibragem do instrumento, fornecido pelo fabricante; e
- correção de gravidade, para contrabalançar a diferença entre o valor local

da aceleração da gravidade e aquele usado para confeccionar a escala do instrumento ($980,665 \text{ cm s}^{-2}$).

O resultado, obtido ao se aplicarem essas correções à leitura barométrica, é que constitui a pressão atmosférica real.

4.3.2 - Barômetros aneróides.

Os barômetros aneróides baseiam-se na deformação que variações da pressão atmosférica provocam em cápsulas metálicas de paredes onduladas e flexíveis, em cujo interior se faz vácuo, advindo daí o nome aneróide pelo qual são conhecidas. Ao se deformarem por variação da pressão, a(s) cápsula(s) aneróide(s) movimentam um sistema de alavancas que aciona um ponteiro (Fig. III.9), o qual desliza sobre uma escala graduada, exibida num mostrador. Em geral o sistema de alavancas inclui um compensador bimetálico, que tem a finalidade de neutralizar os efeitos de dilatação, devidos à variação da temperatura sobre o próprio sistema. Quando esse mecanismo está presente, a pressão atmosférica pode ser lida diretamente no mostrador.

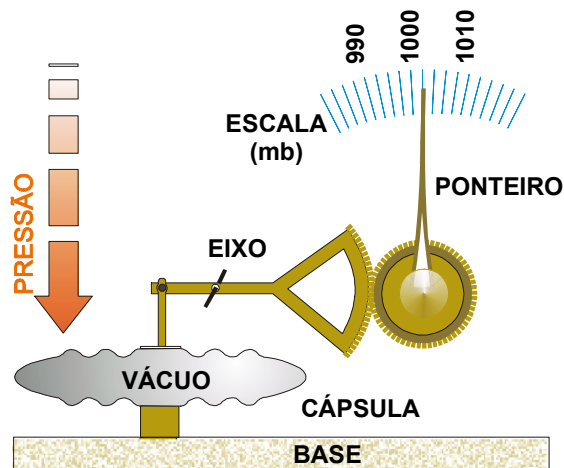


Fig. III.9 - Esquema de um barômetro aneróide vendo-se a cápsula, o sistema de alavancas simplificado e o ponteiro.

As cápsulas aneróides constituem, o elemento sensível dos barógrafos. Nesses instrumentos, o sistema de alavancas aciona uma haste, em cuja extremidade encontra-se uma pena, que se move sobre um tambor rotativo. Desse modo registram-se as variações da pressão atmosférica sobre um diagrama de papel, denominado barograma, o qual é preso ao tambor (Fig. III.10).

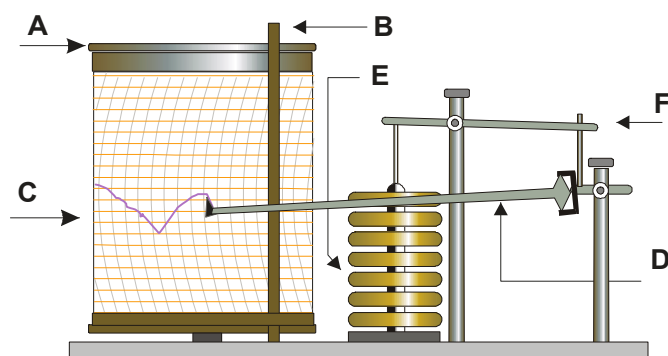


Fig. III.10 - Esquema de um barógrafo mostrando o tambor rotativo (A), a presilha do diagrama (B), o diagrama (C), a haste da pena registadora (D), a pilha de cápsulas aneróides (E) e o sistema de alavancas (F).

4.4 - Variações locais da pressão atmosférica.

Em geral, a pressão atmosférica muda de ponto para ponto e, em cada ponto, ao longo do tempo. Essa contínua variação da pressão decorre da incessante alteração da massa específica do ar, nas diferentes camadas da atmosfera situadas acima do local em questão, causada por alterações na temperatura, no conteúdo de vapor d'água, ou em ambas. A massa específica do ar diminui quando aumenta a temperatura, o teor de umidade, ou ambos.

Na coluna atmosférica que se estende verticalmente acima de um observador, o ar se encontra em permanente processo de renovação, devido ao vento. Quando, em uma camada qualquer dessa coluna, o ar substituído possui massa específica diferente da daquele que ali se encontrava, o peso dessa camada varia e sua contribuição para a pressão reinante ao nível do observador muda. Pode acontecer que as variações havidas em diferentes camadas se compensem e, nesse caso, nenhuma modificação no valor da pressão é detectada pelo observador, enquanto perdurar essa situação. No caso mais geral, porém, em qualquer ponto da atmosfera a pressão está se modificando continuamente com o tempo (Fig. III.11).

Na Região Tropical a curva diária da pressão revela dois máximos (10 e 22 horas, aproximadamente) e dois mínimos (4 e 16 horas), como pode ser observado na Fig. III.11. A amplitude da variação diária, no entanto, é relativamente pequena quando comparada com a que normalmente se verifica nas regiões extratropicais.

Em condições não perturbadas, o caráter oscilatório diário da pressão à su-

perície é atribuído às marés atmosféricas, semelhantes às oceânicas. A essas variações regulares superpõem-se aquelas motivadas por eventuais perturbações atmosféricas.

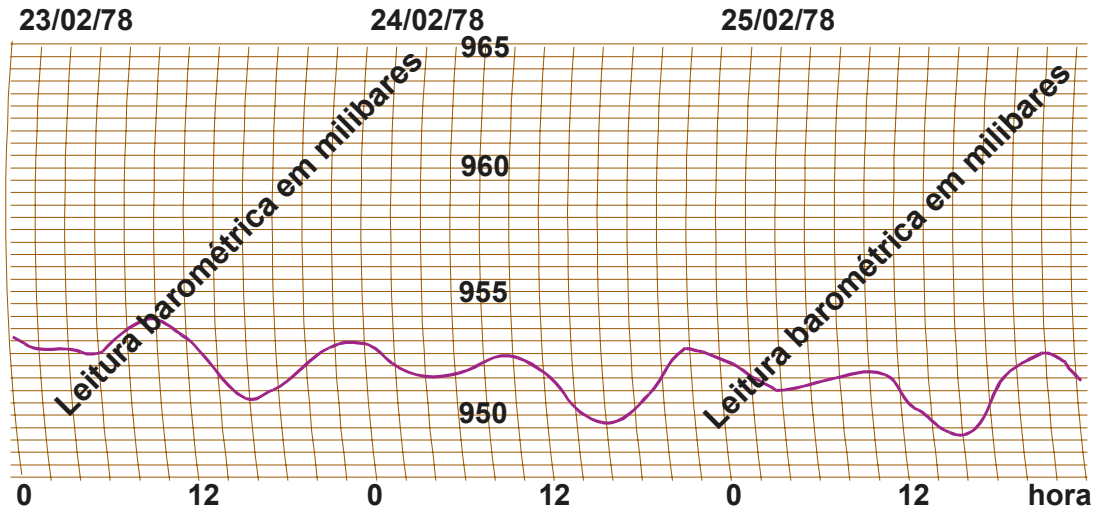


Fig. III.11 - Variação da pressão atmosférica (hPa) observada em Campina Grande ($7^{\circ}13'S$, $35^{\circ}52'W$), entre 23 e 25 de fevereiro de 1978 (escala de tempo de acordo com a hora legal local).

5. Ajuste da pressão ao nível médio do mar.

Não é correto comparar diretamente valores da pressão atmosférica, quando coletados em locais com diferentes altitudes. Caso isso fosse feito, os valores referentes às localidades mais elevadas, sendo sempre menores que os demais, conduziriam a resultados inverídicos. Por exemplo: dariam a impressão de que o ar tenderia sempre a se deslocar dos locais de menor altitude (onde a pressão é mais elevada) para os de maior, ou seja, que o vento sopraria permanentemente subindo as encostas. Essa conclusão, por ser baseada em uma premissa falsa, iria ser contrariada pelas observações da direção do vento.

Para que possam ser comparados valores da pressão à superfície, observados em locais com altitudes distintas, é indispensável que o efeito do relevo seja eliminado. Isso é feito aplicando-se uma correção aos valores observados da pressão atmosférica, para que se ajustem a um dado nível de referência, em geral o nível médio do mar. Em locais com altitudes positivas, essa correção consiste em adicionar um certo incremento ao valor da pressão observada à superfície, para compensar a camada atmosférica que passaria a existir sobre esse mesmo local, caso fosse

hipoteticamente deslocado de sua altitude real até o nível médio do mar. Em se tratando de locais com altitudes negativas, a pressão observada seria diminuída para compensar a camada de ar que teoricamente deixaria de existir acima deles. O ajuste é referido na bibliografia especializada como "redução da pressão ao nível médio do mar". Essa terminologia é imprópria pois, a maior parte das localidades onde se efetuam observações da pressão está situada acima do nível médio do mar, não havendo "redução" da pressão e sim um acréscimo. A redução, nesses casos, seria da altitude (de z para 0 m).

A eliminação do efeito de altitude, associado aos valores locais da pressão, é um problema muito sério em Meteorologia. De fato, quando o local considerado tem altitude positiva (caso mais comum), é necessário estimar as propriedades físicas da atmosfera, naquela hipotética camada vertical que o separaria do nível médio do mar, com vistas a quantificar o incremento a ser dado à pressão observada à superfície. Evidentemente, o erro cometido será tanto maior quanto mais elevado for o local em questão. Não existe, no atual estágio do desenvolvimento científico humano, outra saída senão essa. Diversos métodos, mais ou menos precisos, têm sido propostos para proceder à estimativa da correção necessária e, o que é mais grave, os países não seguem um método comum (Shuepp *et al.*, 1964).

Em se tratando de estações meteorológicas muito elevadas, a correção, ao nível médio do mar, dos dados de pressão atmosférica, provocaria erros muito grosseiros. Para esses casos adota-se outro nível referência, que pode estar localizado acima ou abaixo do equivalente à altitude da estação.

6. Força do gradiente de pressão.

Sendo a atmosfera um fluido, a pressão atmosférica varia em todas as direções. A hipótese do equilíbrio hidrostático é normalmente aceita para efeito de estudos localizados da variação da pressão com a altitude, em situações que possam ser consideradas não perturbadas. Quando se pretende analisar o efeito da pressão atmosférica sobre o movimento do ar, porém, faz-se necessário aprofundar a questão e levar em conta, também, sua variação horizontal.

Imagine-se um paralelepípedo de controle (Fig. III.12), situado na atmosfera, com arestas infinitesimais (Δx , Δy e Δz) orientadas segundo os eixos (x , y e z) do referencial local, cujos versores correspondentes são \vec{i} , \vec{j} e \vec{k} . Sejam p e p' as pressões atmosféricas reinantes no centro das faces opostas A e B, perpendiculares ao eixo ox . Admitindo que $p < p'$, as forças atuantes no centro das referidas faces correspondem ao produto da área pela respectiva pressão, isto é:

$$\vec{F}_A = p \Delta y \Delta z \vec{i}$$

$$\vec{f}_B = -p' \Delta y \Delta z \vec{i}$$

que são claramente opostas (\vec{i} e $-\vec{i}$). A resultante dessas forças ($f_x \vec{i}$) será sua soma vetorial, ou seja:

$$f_x \vec{i} = \vec{f}_A + \vec{f}_B = (p - p') \Delta y \Delta z \vec{i}.$$

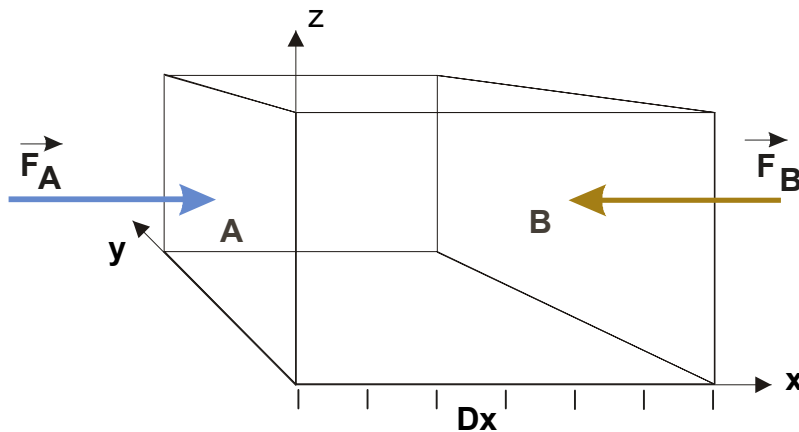


Fig. III.12 - Paralelepípedo de controle imerso na atmosfera, cujas faces opostas A e B estão submetidas à pressão atmosférica p e p' , respectivamente.

Note-se que, sendo $p < p'$, há uma variação da pressão ao longo do eixo ox (além daquelas ao longo das direções de y e de z), que, por unidade de comprimento, corresponde a $\partial p / \partial x$. Assim, a pressão p' , observada na face B, pode ser calculada a partir de p , ou seja:

$$p' = p + (\partial p / \partial x) \Delta x.$$

Combinando as duas expressões precedentes, encontra-se:

$$f_x \vec{i} = -(\partial p / \partial x) V \vec{i}$$

onde $V = \Delta x \Delta y \Delta z$ representa o volume do paralelepípedo em questão.

Dividindo ambos os membros da expressão anterior pela massa (m) e designando por $F_x \vec{i}$ o quociente $f_x \vec{i} / m$, obtém-se a aceleração:

$$F_x \vec{i} = - (1/\rho) (\partial p / \partial x) \vec{i}. \quad (\text{III.6.1})$$

Seguindo exatamente o mesmo caminho demonstram-se expressões equivalentes a III.6.1 para as duas direções restantes, isto é:

$$F_Y \vec{j} = - (1/\rho) (\partial p / \partial y) \vec{j} \quad (\text{III.6.2})$$

$$F_Z \vec{k} = - (1/\rho) (\partial p / \partial z) \vec{k} \quad (\text{III.6.3})$$

Somando-se as três componentes encontradas, conclui-se que:

$$\vec{F} = - (1/\rho) \nabla p \quad (\text{III.6.4})$$

onde ρ é a densidade do ar e $\nabla \equiv (\partial / \partial x) \vec{i} + (\partial / \partial y) \vec{j} + (\partial / \partial z) \vec{k}$. O símbolo ∇ (nabla) representa o operador gradiente (vetorial), já referido no Capítulo II.

Em muitas aplicações práticas costuma-se adotar a condição de equilíbrio em relação à componente vertical (III.6.3), definindo apenas a componente horizontal da força do gradiente de pressão, dada por:

$$\vec{F}_P = - (1/\rho) \{ (\partial p / \partial x) \vec{i} + (\partial p / \partial y) \vec{j} \} \quad (\text{III.6.5})$$

ou

$$\vec{F}_P = - (1/\rho) \nabla_z p \quad (\text{III.6.6})$$

A equação III.6.4 (e suas componentes) mostra que a força atuante por unidade de massa do ar (dimensões de aceleração), decorrente da existência de um gradiente de pressão, tem sentido oposto ao desse gradiente e, portanto, age diretamente da alta para a baixa pressão como, aliás, já deveria ser esperado. A mesma conclusão é válida para a componente horizontal (III.6.5). Note-se que o módulo da componente horizontal do gradiente de pressão ($\nabla_z p$) pode ser calculado dividindo-se a diferença de pressão pela distância entre os pontos em que foi observada.

É curioso ressaltar, como comprovação do que foi exposto, que, quando a atmosfera está em equilíbrio, a componente $F_Z \vec{k}$ deve ser necessariamente compensada pela aceleração da gravidade ($g \vec{k}$). Caso contrário haveria uma aceleração vertical e a condição de equilíbrio não seria satisfeita. Fazendo a substituição de $F_Z \vec{k}$ por $g \vec{k}$ na equação III.6.3 encontra-se, em módulo, a equação III.4.2:

$$g = - (1/\rho) (\partial p / \partial z)$$

7. Configurações típicas do campo da pressão.

7.1 - A carta meteorológica de superfície.

O estudo da evolução (deslocamento e desenvolvimento) dos sistemas atmosféricos que condicionam o estado prevalecente do tempo, requer a comparação dos dados meteorológicos que caracterizam o estado termodinâmico da atmosfera em cada ponto. Essa comparação somente é possível quando esses dados são de natureza sinótica, isto é: tenham sido coletados simultaneamente em todas as estações meteorológicas. Exatamente por isso, as observações meteorológicas, quando efetuadas com o objetivo de previsão do tempo, devem ser realizadas nos horários-padrão, estabelecidos pela Organização Meteorológica Mundial, entidade internacional que coordena as atividades operacionais na área das Ciências Atmosféricas. Atualmente, os horários-padrão estabelecidos para a realização de observações sinóticas são 00:00, 06:00, 12:00 e 18:00 TMG. É precisamente o caráter de simultaneidade das observações que exige a adoção do Tempo Médio de Greenwich (Capítulo I) para a coleta dos dados destinados à previsão do tempo. Estudos de outra natureza, porém, podem exigir dados coletados de conformidade com a hora solar local. As investigações agrometeorológicas constituem um bom exemplo disso, já que as plantas estão fisiologicamente condicionadas ao movimento aparente diário do Sol. O mesmo se verifica nas investigações inseridas no âmbito da Climatologia.

A análise da evolução do estado prevalecente do tempo pode ser feita de duas maneiras: numérica e graficamente.

No caso da análise numérica, os dados sinóticos disponíveis são eletronicamente processados, utilizando-se programas de computação capazes de encontrar soluções numéricas para o complexo sistema de equações de prognóstico, que descreve a evolução temporal do comportamento físico da atmosfera. Muitas vezes isso requer o processamento conjunto dos dados coletados em todo o planeta, o que exige o uso de computadores de grande capacidade de memória e extremamente rápidos.

No caso da análise gráfica, as observações sinóticas são plotadas sobre mapas geográficos, do país, ou da região. A expressão "carta de superfície" é corriqueiramente usada em Meteorologia para designar a representação gráfica de todas as observações sinóticas (temperatura, umidade, vento, nuvens etc.) realizadas à superfície (obtidas, portanto, em referenciais locais). A única exceção é a pressão, cujos valores referem-se ao nível médio do mar (foram previamente corrigidos do efeito de altitude).

Muitas vezes torna-se necessário caracterizar o estado em que a atmosfera se apresenta com mais frequência, utilizando-se cartas de superfície que traduzem

os valores médios, ou os mais prováveis, da pressão, temperatura, umidade etc., obtidos a partir de séries de observações com 10, 20, 30 ou mais anos de registro. Essas são cartas climatológicas, elaboradas com vistas a identificar as condições atmosféricas prevaletentes em uma região. Pode ser interessante, ainda, conhecer os desvios (anomalias) que uma situação particular apresenta em relação às condições normalmente esperadas.

7.2 - Isóbaras e superfícies isobáricas.

A partir dos valores de pressão atmosférica plotados em uma carta geográfica, podem ser traçadas linhas que unam pontos de mesmo valor da pressão. Tais linhas são chamadas isóbaras.

A Fig. III.13 mostra as isóbaras médias para a Região Tropical, correspondentes à pressão ao nível médio do mar nos meses de janeiro e julho. A Fig. III.14 representa uma configuração típica do campo da pressão ao nível médio do mar na América do Sul. Em ambas a pressão está em hPa.

As isóbaras caracterizam a distribuição espacial da pressão (Fig. III.13), a qual fornece informações preciosas aos meteorologistas. Sabe-se através da observação sistemática e comprova-se por via teórica que, a determinadas configurações do campo da pressão à superfície, estão associadas condições de tempo bem caracterizadas. Assim, é possível fazer inferências quanto ao comportamento da atmosfera, a partir da análise da disposição das isóbaras, já que o vento (e portanto, o transporte de calor e de vapor d'água) está fortemente condicionado pela distribuição espacial da pressão. Posteriormente serão abordados aspectos inerentes à influência do campo da pressão sobre o movimento do ar.

Quando se pensa na atmosfera em três dimensões, facilmente concebem-se superfícies que unem pontos de igual valor da pressão: são chamadas superfícies isobáricas. As isóbaras representam, de fato, interseções das superfícies isobáricas com um plano de referência, em geral o nível médio do mar.

7.3 - Cartas isobáricas.

Além da carta de superfície, são confeccionadas outras, correspondentes a níveis elevados da atmosfera, contendo informações procedentes de estações de sondagem aerológica (Capítulo IV) e, eventualmente, aquelas fornecidas por aeronaves em vôo. Tais cartas são elaboradas para níveis de pressão constante (850 hPa, 500 hPa etc.), e se destinam a averiguar a situação reinante nas camadas superiores da troposfera.

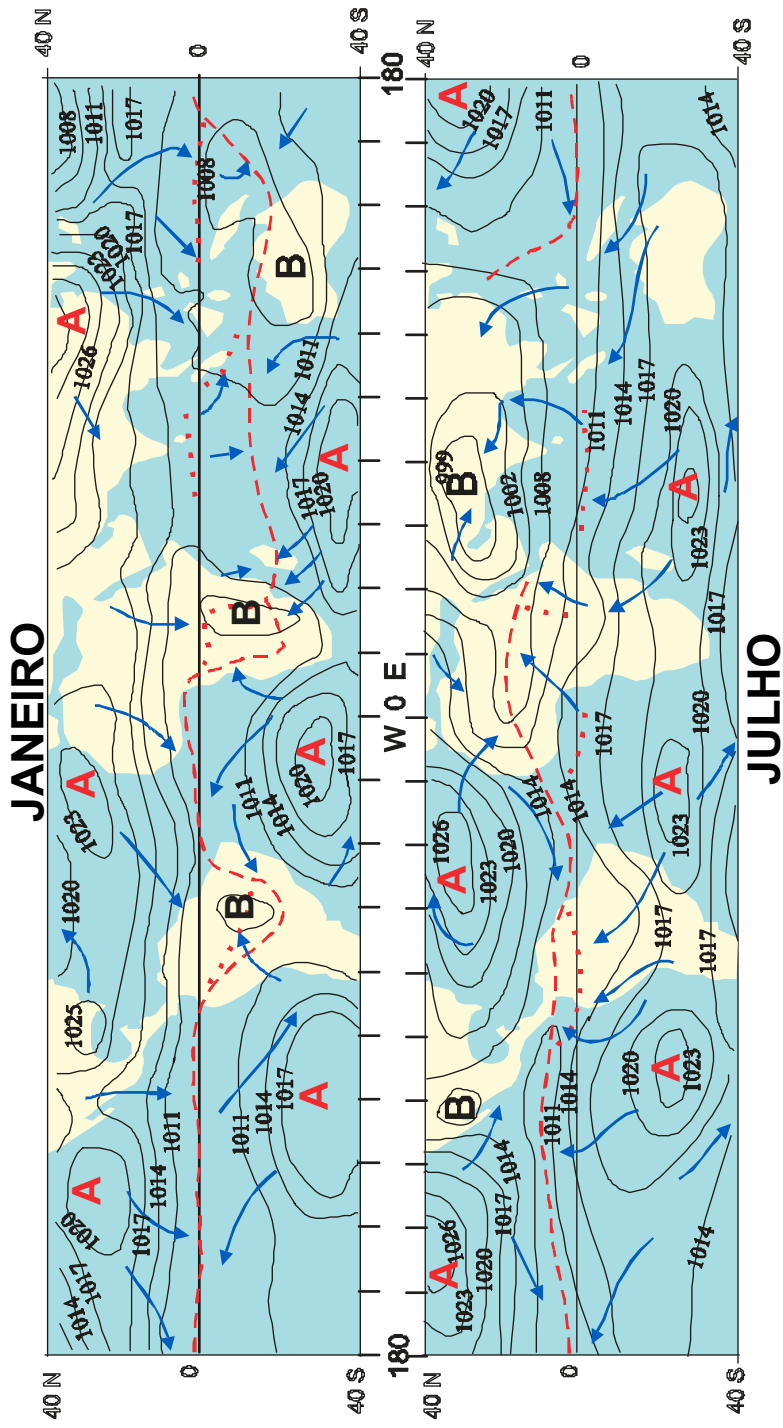


Fig. III. 13 - Distribuição média temporal da pressão (hPa) ao nível médio do mar. São indicados os centros de alta (A) e baixa (B) pressão bem como os ventos dominantes à superfície (setas).

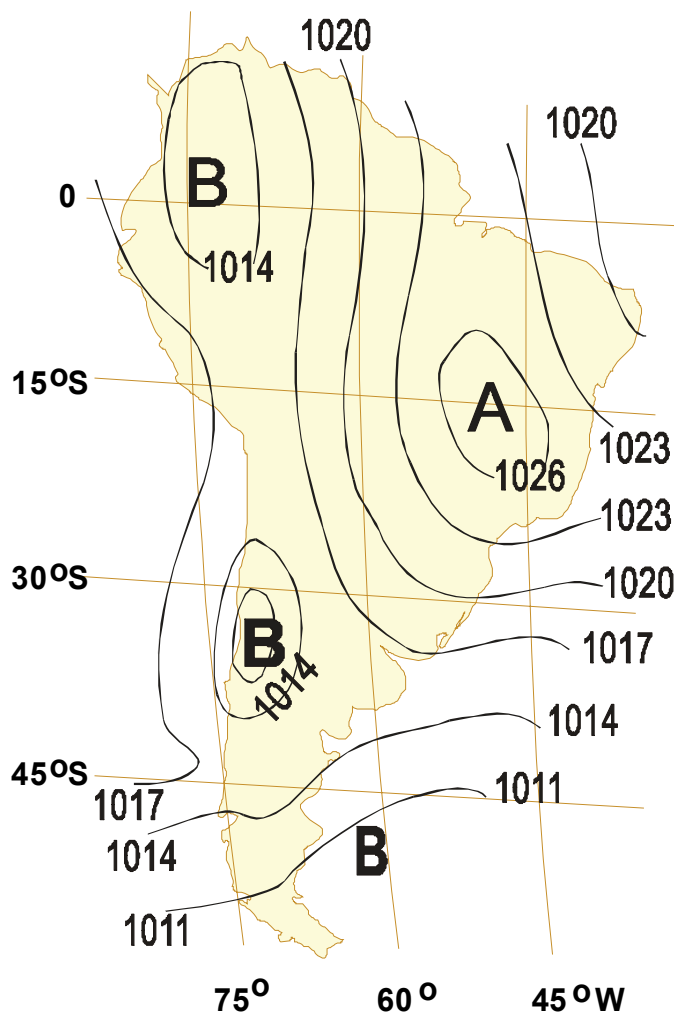


Fig. III.14 - Configuração instantânea típica do campo da pressão (hPa) atmosférica ao nível médio do mar, na América do Sul, indicando-se centros de alta (A) e baixa (B) pressão.

Nas cartas desse tipo procura-se inicialmente caracterizar a topografia da superfície isobárica considerada. Essa topografia é obtida determinando-se, para cada ponto em que se dispõe de informações, o geopotencial correspondente à superfície isobárica que se considera.

Em uma fase posterior, são traçadas linhas que unem pontos com o mesmo valor do geopotencial (ver Capítulo I), chamadas isoípsas. A Fig. III.15 mostra, esquematicamente, um aspecto das isoípsas de 1500 e 1560 mgp da superfície isobárica de 850 mb (850 hPa).

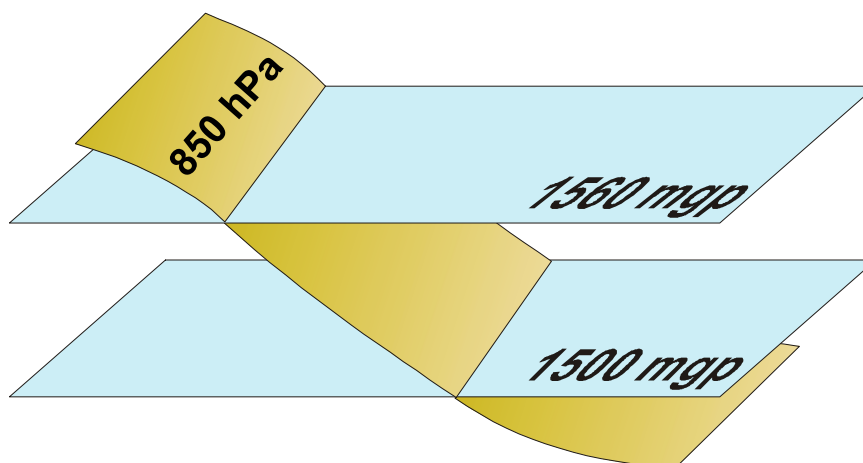


Fig. III.15 - Representação esquemática das superfícies equipotenciais de 1500 e 1560 mgp atravessadas pela superfície isobárica de 850 hPa.

Recorde-se que, quando o geopotencial é expresso em metros geopotenciais (mgp), possui praticamente o mesmo valor numérico da altitude (m). Logo, as curvas equipotenciais de uma superfície isobárica traduzem, geometricamente, sua topografia (tendo o mesmo significado das curvas de nível nos levantamentos altimétricos).

7.4 - Centros de alta e de baixa pressão.

Observando-se uma carta contendo a representação do campo da pressão à superfície do globo (Fig. III.14) constata-se, muitas vezes, a presença de uma ou mais isóbaras fechadas, concêntricas ou não, delimitando uma área aonde a pressão é maior que em qualquer outro ponto à sua volta. Tais núcleos de pressão mais elevada são denominados centros de alta pressão, centros anticiclônicos ou, simplesmente, anticiclones (indicados, nas cartas, pela letra A). Por sobre esses centros, as superfícies isobáricas apresentam-se com concavidade voltada para baixo (Fig. III. 16).

Deduz-se, de imediato, que, por se tratar de uma área de maior pressão, o ar à superfície tende a afastar-se dela (há divergência de massa à superfície) e, ao fazê-lo, é substituído pelo ar que procede de camadas mais elevadas da atmosfera. Daqui se infere, ainda, que, por sobre um centro de alta pressão, o movimento vertical do ar se verifica de cima para baixo (movimento subsidente).

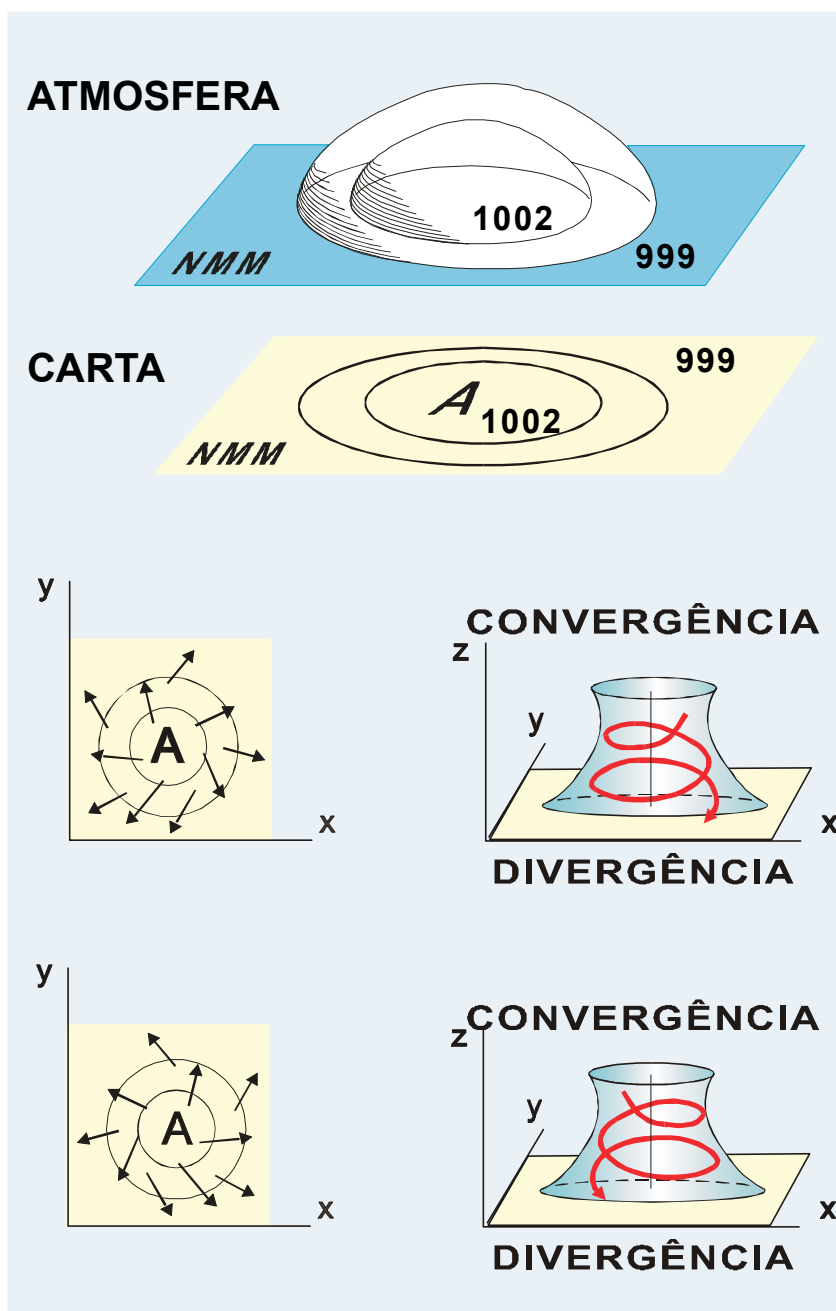


Fig. III.16 - Esquema da distribuição das superfícies isobáricas e das isóbaras em um centro de alta pressão (acima). Note-se a circulação horizontal e vertical do ar (abaixo).

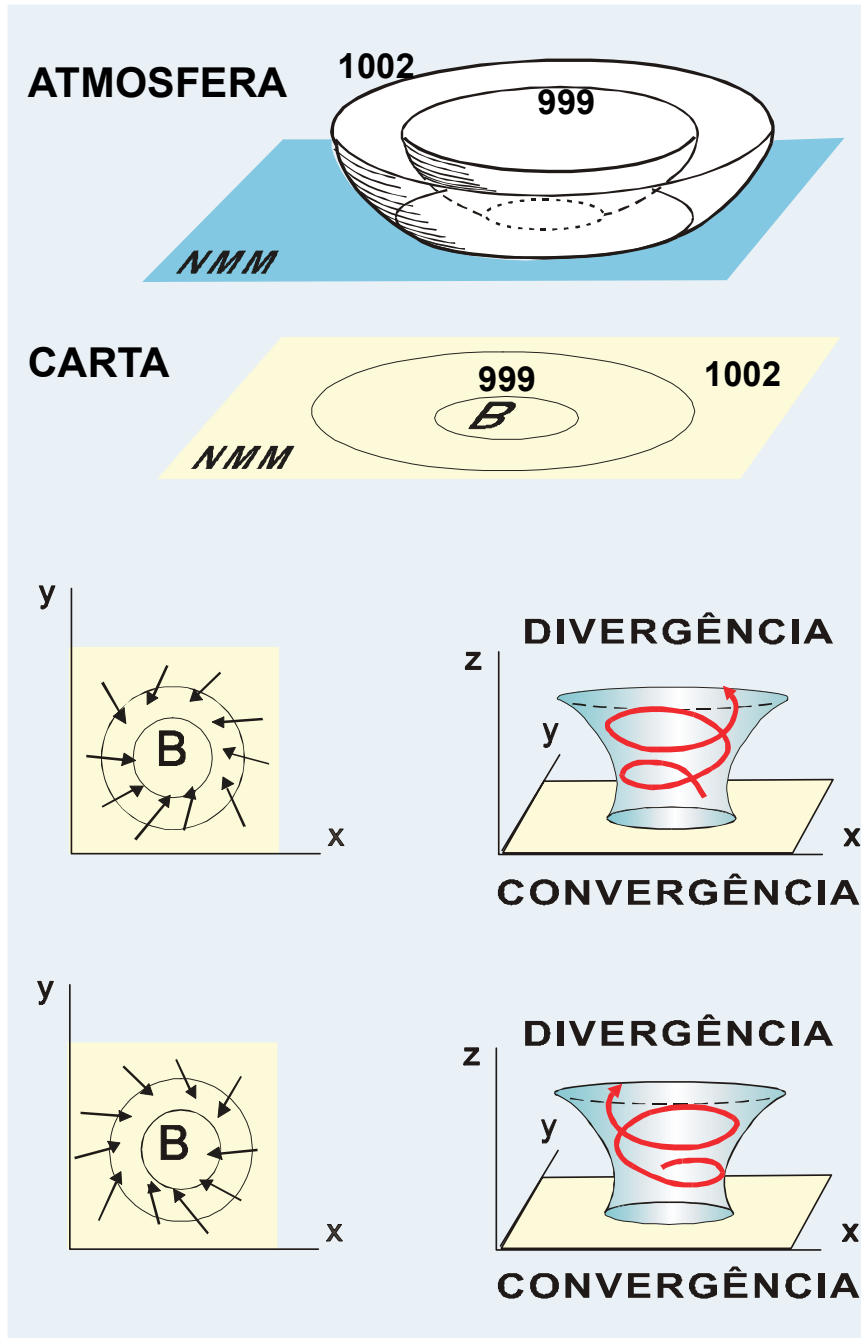


Fig. III.17 - Esquema da distribuição das superfícies isobáricas e das isóbaras em um centro de baixa pressão (acima). Note-se a circulação horizontal e vertical do ar (abaixo).

É importante analisar como se estabelece a circulação horizontal nas vizinhanças de um centro de alta pressão. Ali, a tendência inicial de qualquer parcela de ar é mover-se radialmente, afastando-se do centro para a periferia, em virtude da componente horizontal da força do gradiente de pressão, atuante sobre a unidade de massa do ar. Uma vez iniciado o movimento, entra em ação a aceleração de Coriolis, agindo perpendicularmente à direção do movimento, desviando-o para a esquerda no Hemisfério Sul e para a direita no Hemisfério Norte.

A direção do deslocamento da amostra de ar será, desse modo, aquela definida pela resultante dessas duas acelerações. Como consequência, o vento observado não será perpendicular às isóbaras (radial), mas inclinado em relação a elas, estabelecendo-se uma circulação no sentido horário, no caso do Hemisfério Norte, ou anti-horário, no caso do Hemisfério Sul (Fig. III.16). O ângulo com o qual o vento cruza as isóbaras vai depender, também, das demais forças atuantes, dentre as quais o atrito (causado pela rugosidade natural da superfície) e a aceleração centrífuga (decorrente da própria curvatura do movimento da amostra considerada).

Nas cartas isobáricas, um centro anticiclônico apresenta-se como uma ou mais isoípsas fechadas, limitando uma área onde o geopotencial é máximo. Isso se verifica exatamente por causa da curvatura convexa da superfície isobárica em questão.

Observando-se o campo da pressão ao nível médio do mar (Fig. III. 13) podem ser facilmente encontradas, também, configurações constituídas por uma ou mais isóbaras fechadas que delimitam áreas onde a pressão atmosférica é menor que em qualquer ponto circunjacente. Esses núcleos de menor pressão são chamados centros de baixa pressão, centros ciclônicos, ou ciclones (indicados pela letra B). Nos centros de baixa pressão as superfícies isobáricas têm concavidade voltada para cima (Fig. III. 17).

Nas proximidades de um centro ciclônico, qualquer parcela de ar tende inicialmente a se deslocar na direção radial, da periferia para o centro, no sentido oposto ao do gradiente horizontal de pressão. Imediatamente após iniciado o movimento, porém, faz-se sentir o efeito da aceleração de Coriolis, desviando a trajetória dessa amostra para a esquerda no Hemisfério Sul. No Hemisfério Norte esse desvio dá-se para a direita da direção do movimento. Como resultado da ação conjunta da aceleração de Coriolis e da força do gradiente de pressão (impulsionando a unidade de massa do ar), estabelece-se uma circulação no sentido horário, no Hemisfério Sul (anti-horário no Hemisfério Norte), conforme mostrado na Fig. III.17. Nesses centros, há convergência de massa à superfície e o movimento vertical do ar é necessariamente ascendente.

Em uma carta isobárica, um centro ciclônico apresenta-se como uma ou mais isoípsas fechadas, delimitando uma área onde o geopotencial é menor que à sua volta. Isso se deve à concavidade da superfície isobárica a que se refere a carta em

questão

Tanto os centros anticiclônicos como os ciclônicos podem ser migratórios ou semipermanentes. Os primeiros, de natureza eventual, surgem, se desenvolvem e desaparecem no bojo de sistemas atmosféricos e vão alterando as condições do tempo por onde passam. Os do segundo tipo persistem durante quase todo o ano sobre uma determinada área. A localização geográfica dos centros semipermanentes varia um pouco com o tempo, em torno de uma posição média que, de certo modo, está parcialmente relacionada com o movimento meridional aparente do Sol.

Há dois conjuntos de três anticiclones semipermanentes à superfície, localizados, na zona subtropical. Os três do Hemisfério Sul encontram-se sobre o oceano, próximo à latitude de 25° S (Fig. III.13). Os do Hemisfério Norte têm sua posição média em torno de 30° N, estando um deles a cerca de 45° N, sobre a Sibéria apenas durante o inverno. Via de regra os anticiclones semipermanentes subtropicais tornam-se mais intensos no inverno.

Na zona equatorial e naquelas localizadas às latitudes em torno de 50° a 60° norte e sul, encontram-se configurações médias de baixa pressão à superfície. Alguns centros ciclônicos semipermanentes tendem a surgir, sobre os continentes, durante o verão.

Os ciclones migratórios, dada à importância meteorológica que possuem, serão abordados no Capítulo 9.

7.5 - Cavados e cristas.

Em perfeita analogia com as configurações topográficas, as superfícies isobáricas também podem se apresentar onduladas, formando cavados (vales) e cristas (Saucier, 1969). Em uma carta de superfície, um cavado apresenta-se como um eixo onde a pressão é mínima, em relação à área circundante. No eixo de um cavado a curvatura das superfícies isobáricas é côncava. Nas cartas isobáricas um cavado equivale a uma linha de geopotencial mínimo (Fig. III. 16).

Em uma carta de superfície, a crista representa uma linha de pressão máxima, à semelhança de um divisor de águas (delimitador de bacia hidrográfica) na topografia convencional, traduzindo a curvatura convexa das superfícies isobáricas. Em cartas isobáricas o eixo da crista constitui uma linha de máximo geopotencial (Fig. III.18).

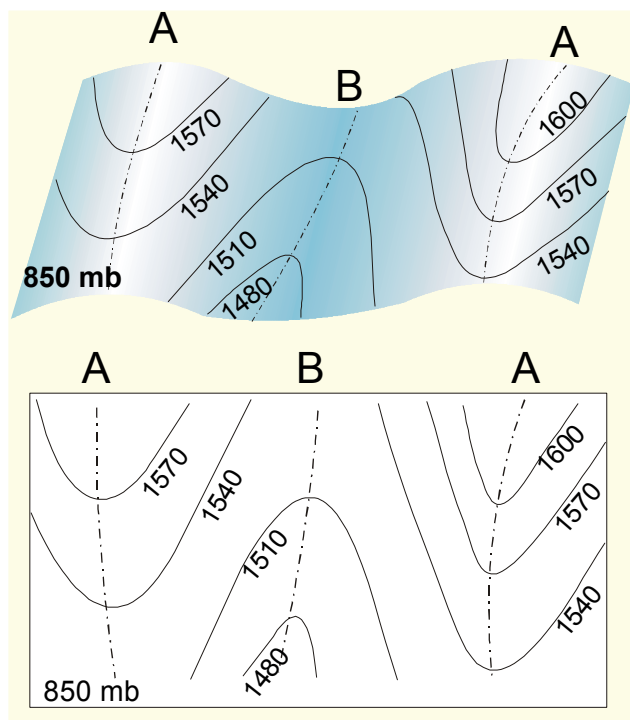


Fig. III.18 - Superfície isobárica de 850 hPa mostrando o eixo de duas cristas e de um vale ou cavado (acima). Abaixo vê-se o aspecto da carta correspondente. As linhas são isoípsas (mcp).

8. Exercícios.

1 - Sabe-se que, sob as condições normais de temperatura e pressão (0°C , 1013,25 hPa), a molécula-grama de um gás ideal ocupa 22,414 litros. Admitindo que, tanto o ar seco como o vapor d'água se comportam como gases ideais, mostrar que uma mistura constituída de 97% de ar seco e 3% de vapor d'água (ar úmido) apresenta densidade menor que a do ar seco (puro), nas mesmas condições de temperatura e pressão.

2 - Usando os mesmos dados do exercício anterior, calcular a massa molecular aparente da mistura.

3 - Em um mapa, cujo fator de escala é $1:10^7$, foram traçadas isóbaras a intervalos de 5 hPa. Sabendo-se que a distância entre duas isóbaras consecutivas é de 3 cm, pede-se obter o gradiente horizontal de pressão.

4 - Em uma carta de superfície encontram-se duas isóbaras, orientadas no sentido leste-oeste. A isóbara norte é de 1004 hPa e a outra de 1008 hPa. Sabendo-se que a distância normal entre essas isóbaras é de 130 km e que a densidade do ar é de $1,2 \times 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$, calcular:

- a magnitude da componente horizontal da força do gradiente de pressão; e
- a direção e o sentido dessa componente.

5 - Uma sondagem atmosférica forneceu os dados relacionados adiante.

Altitude Km	Temperatura °C
5,5	- 6,2
4,2	2,2
3,5	4,9
2,6	13,0
1,5	15,6
0,7	20,7
0,01	29,4

Pede-se:

- computar o gradiente vertical de temperatura de cada camada e compará-lo com o gradiente vertical médio de temperatura da troposfera; e
- estimar a temperatura do ar nos níveis de 2 e 3 km.

6 - Considerar uma amostra de ar úmido com 4%, em volume, de vapor d'água e o restante de ar seco. Provar que a densidade dessa amostra é menor que a do ar seco puro que ocupasse o mesmo volume (V), a iguais temperatura e pressão, levando em conta as massas moleculares do ar seco e do vapor (18 g mol^{-1}).

CAPÍTULO IV

UMIDADE DO AR.

1. Intercâmbio de água na interface globo-atmosfera.

O ciclo hidrológico é uma seqüência fechada de fenômenos naturais que pode ser dividida em duas partes: o ramo aéreo, normalmente estudado no âmbito da Meteorologia e o ramo terrestre, objeto da Hidrologia. A superfície limítrofe dos fenômenos pertinentes a cada um desses ramos é a interface globo-atmosfera. Considera-se que o ramo aéreo do ciclo hidrológico se inicia quando a água é cedida à atmosfera, no estado de vapor, encerrando-se no momento em que é devolvida à superfície terrestre, no estado líquido ou sólido.

A transferência de vapor d'água para a atmosfera é causada pela evaporação da água do solo e das superfícies líquidas (oceanos, lagos, cursos d'água, rios e reservatórios), bem como pela sublimação do gelo (existente nos campos de neve e nas geleiras). A atividade biológica dos seres vivos, principalmente a transpiração vegetal, também contribui muito para o enriquecimento do ar em vapor d'água. Por outro lado, a atmosfera está constantemente fornecendo água para a superfície terrestre. Algumas vezes essa transferência se dá, no estado líquido ou sólido, pela precipitação de gotas d'água e de gelo (cristalino ou amorfo); noutras circunstâncias, o vapor d'água se condensa, ou sublima, diretamente sobre a superfície terrestre, sobre os corpos ali existentes, ou mesmo na epiderme dos seres vivos (formando depósitos, líquidos ou sólidos).

O vapor d'água que surge na interface globo-atmosfera mistura-se ao ar por difusão turbulenta, sendo rapidamente transportado pelas correntes aéreas. Posteriormente, encontrando condições favoráveis, volta ao estado sólido ou líquido no interior da própria atmosfera, ou em algum outro ponto da superfície, em geral muito distante do local em que se originou. Por tudo isso, a concentração de vapor d'água no ar é bastante variável, tanto no espaço como no tempo. Essa variação é, em geral, tanto maior quanto mais próxima da superfície-fonte for a camada atmosférica que se considere.

Ao ingressar na atmosfera, o vapor d'água leva consigo o calor latente consumido na transição de fase (passagem do estado de agregação inicial, sólido ou líquido, ao estado gasoso). Posteriormente, transfere ao ambiente o calor latente liberado, quando de sua volta ao estado líquido ou sólido. Desse modo, o vapor d'água é um eficiente veículo de calor, transportando energia das regiões mais aquecidas da Terra para as mais frias, como mencionado no Capítulo II. As fontes de vapor d'água para a atmosfera constituem, por conseguinte, sumidouros de energia e, reciprocamente, os sumidouros do vapor d'água atmosférico representam fontes de energia.

Sob o ponto de vista puramente meteorológico, a variação da concentração de vapor d'água no ar tem implicações profundas, por influir significativamente na energética da atmosfera (Peixoto, 1969).

O conhecimento da quantidade de vapor d'água existente no ar é essencial em vários outros ramos da atividade humana. Sabe-se, por exemplo, que a umidade ambiente é um dos fatores que condicionam o desenvolvimento de muitos microorganismos patógenos que atacam as plantas cultivadas e a própria transpiração vegetal está intimamente relacionada com o teor de umidade do ar adjacente. Também é conhecida a influência da umidade do ar na longevidade, na fecundidade e na taxa de desenvolvimento de muitas espécies de insetos (Neto *et al.*, 1976). Por outro lado, um dos parâmetros utilizados para definir o grau de conforto ambiental para pessoas e animais é, também, a umidade atmosférica reinante no local em questão. Finalmente, para não tornar a lista de exemplos enfadonha, ressalta-se que a manutenção da faixa ótima de umidade do ar constitui objeto de constante controle durante a armazenagem de inúmeros produtos.

2. Gás ideal.

2.1 - Equação de estado do gás ideal.

No estudo da Física são obtidas expressões relacionando o volume (V) ocupado por uma certa massa (m) de um gás, com a pressão (p) e a temperatura (T) às quais esse gás está submetido. Uma dessas relações tem a seguinte forma:

$$pV = nRT [1 + p F_2(T) + p^2 F_3(T) + p^3 F_4(T)...] \quad (\text{IV.2.1})$$

onde R é uma constante e $F_2(T)$, $F_3(T)$, $F_4(T)$ são funções exclusivas da temperatura, denominadas coeficientes viriais do gás em questão (Yavorsky e Detlaf, 1972).

Usando os conhecimentos advindos da Mecânica Estatística, verificou-se que as funções $F_2(T)$, $F_3(T)$, $F_4(T)$... estão relacionadas com a energia envolvida nas interações que ocorrem entre 2, 3, 4, ... moléculas do gás, respectivamente. Evidentemente, interações entre duas moléculas são muito mais freqüentes que entre três;

entre três mais que entre quatro; e, assim, sucessivamente. Isso revela que, na equação precedente, a contribuição devida à $F_2(T)$ é mais importante que a de $F_3(T)$, a desta maior que a de $F_4(T)$ etc. (Zemansky e Ness, 1972).

A equação IV.2.1 estabelece a relação funcional entre a pressão, a temperatura e o volume, no caso de qualquer gás, sendo chamada equação geral de estado dos gases.

Denomina-se gás ideal, ou perfeito, ao modelo físico de um gás sem interação alguma entre as moléculas, ou seja: cada uma atua como se as demais não existissem. Assim, os coeficientes viriais seriam todos nulos e a equação anterior passaria, obviamente, à forma:

$$pV = Nrt \quad (IV.2.2)$$

O gás ideal é puramente conceitual. Foi idealizado com o objetivo de facilitar o estudo dos gases reais. De fato, sob baixas pressões e temperaturas, muitos gases reais têm comportamento praticamente análogo ao ideal. Isso se verifica com todos os componentes da atmosfera, incluindo o vapor d'água, dentro dos limites da temperatura e da pressão normalmente reinantes na Natureza. No entanto, o comportamento físico desses mesmos gases, quando submetidos a temperatura e pressão elevadas, difere bastante do previsto para o modelo ideal. Seria o caso do vapor d'água superaquecido no interior de uma caldeira, por exemplo.

Parece evidente que, não havendo interações entre as moléculas, uma mistura de gases ideais se comporta como se fosse um único gás ideal. O mesmo é aceito, na prática, para uma mistura de gases reais, cujos comportamentos sejam semelhantes ao do gás ideal.

A equação anterior pode assumir outras formas, mais úteis à Meteorologia, onde normalmente se trabalha com a unidade de massa do ar. Lembrando que o número de moléculas-grama (n) pode ser obtido pelo quociente entre a massa (m) do gás e sua massa molecular (M), pode-se escrever:

$$pV = (m/M) RT. \quad (IV.2.3)$$

Mas, sendo m/V a massa específica (ρ), tem-se:

$$p = \rho (R/M)T \quad (IV.2.4)$$

As expressões IV.2.2 a IV.2.4 são formas alternativas da equação de estado do gás ideal. A escolha de qual equação usar depende do problema a ser resolvido.

2.2 - Trabalho.

Quando uma força (\vec{F}), atuando sobre um corpo, altera sua posição de um certo incremento ($d\vec{L}$), na direção da própria força, realiza-se um trabalho (dW). Como já mencionado, a realização de trabalho pode ser expressa através do seguinte produto escalar:

$$dW = \vec{F} \cdot d\vec{L}.$$

Imagine-se uma amostra de um gás, no interior de um cilindro, dotado de um êmbolo móvel. Seja p a pressão no interior do cilindro, igual à pressão atmosférica e V o volume do gás em questão. Havendo um acréscimo de temperatura, o gás sofrerá uma expansão isobárica, realizando um trabalho sobre o êmbolo. Para aplicar a equação anterior deve-se ter em mente que \vec{F} será o produto da pressão (p) pela área da face interna (A) do êmbolo e que a variação do volume (dV) do gás corresponde ao produto $A d\vec{L}$, sendo $d\vec{L}$ o deslocamento do êmbolo. Em módulo, tem-se:

$$dW = p A dL$$

ou

$$dW = p dV. \tag{IV.2.5}$$

O trabalho devido à expansão de um gás equivale ao produto da pressão pela variação do volume (dV) sendo positivo se o gás se expande e negativo no caso contrário. Observa-se que, em um processo isócoro ($dV = 0$), não é realizado trabalho algum.

2.3 - Significado físico da constante universal dos gases.

Ao símbolo R que figura na equação de estado dos gases ideais, chama-se constante universal dos gases. Seu significado físico pode ser facilmente compreendido diferenciando-se a equação IV.2.2,

$$pdV + Vdp = nRdT \tag{IV.2.6}$$

e notando que, no caso particular da expansão isobárica ($dp = 0$) de uma molécula-grama ($n = 1$ mol) do gás, esta expressão se reduz a:

$$pdV = RdT.$$

Comparando-se esse resultado com a expressão IV.2.5 verifica-se, finalmente, que:

$$R = dW/dT. \quad (IV.2.7)$$

Isto revela que a constante universal dos gases representa o trabalho efetuado pela expansão de uma molécula-grama do gás quando, sob pressão constante, sua temperatura sofre um incremento de um grau.

O valor de R vai depender do sistema de unidades usado, podendo ser diretamente obtido da equação IV.2.2. Sabe-se que, sob pressão e temperatura normais ($p = 1$ at e $T = 273,16$ K), uma molécula-grama ($n = 1$ mol) de uma gás ideal ocupa um volume de 22,414 litros. Assim,

$$R = 0,082 \text{ l at mol}^{-1} \text{ K}^{-1}.$$

Por outro lado, sendo $1 \text{ at} = 1013,25 \text{ mb} = 1013250 \text{ dyn cm}^{-2}$ (III.4.5),

$$R = 8,314 \times 10^7 \text{ dyn cm mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$R = 8,314 \times 10^7 \text{ ergs mol}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad (IV.2.8)$$

$$R = 8,314 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}.$$

Como uma caloria equivale a $4,18684 \times 10^7$ ergs (List, 1971), obtém-se, ainda:

$$R = 1,986 \text{ cal mol}^{-1} \text{ K}^{-1}. \quad (IV.2.9)$$

3. Equações de estado do ar seco e do vapor d'água puros.

Cada constituinte do ar seco se comporta praticamente como um gás ideal e, assim, o próprio ar seco pode ser considerado de modo idêntico, atuando como se fora um gás ideal com massa molecular aparente $M_a = 28,964 \text{ g mol}^{-1}$ (II.1.1). Nesse caso, se p_a designar a pressão a que está submetida uma certa massa (m_a) de ar seco, ocupando um volume V à temperatura T , então a sua equação de estado (obtida diretamente da equação geral IV.2.3), será:

$$p_a V = m_a RT / M_a \quad (IV.3.1)$$

ou,

$$p_a = \rho_a RT / M_a \quad (IV.3.2)$$

em que ρ_A designa a massa específica do ar seco puro. Note-se que p_a pode ser a pressão atmosférica, ou não.

Em se tratando de uma massa (m_V) de vapor d'água, ocupando sozinha um certo volume (V) a uma dada temperatura (T) e pressão (p_V), tem-se, analogamente:

$$p_V V = m_V RT/M_V \quad (\text{IV.3.3})$$

sendo $M_V = 18,015 \text{ g mol}^{-1}$ a massa molecular da água. Por outro lado, usando o símbolo ρ_V para indicar a massa específica do vapor d'água:

$$p_V = \rho_V RT/M_V \quad (\text{IV.3.4})$$

4. Equações de estado do ar seco e vapor na mistura ar úmido.

Imagine-se um cilindro, provido de um êmbolo móvel no interior do qual há uma mistura de m_a gramas de ar seco com m_V gramas de vapor d'água (constituindo uma amostra de ar úmido). Admita-se que essa mistura está submetida a uma temperatura T (K) e à pressão atmosférica p .

É mantida a hipótese de que, tanto o ar seco, como o vapor d'água, comportam-se praticamente como gases ideais.

Como o êmbolo é móvel, a pressão atmosférica será compensada pela soma das pressões parciais devidas a cada integrante da mistura, isto é: exercidas pelo vapor ($p_v = e$) e pelo conjunto dos constituintes do ar seco ($p_a = p - e$).

Assim, na mistura ar úmido, a equação de estado para o ar seco é (McIntosh e Thom, 1969):

$$(p - e)V = m_a RT/M_a \quad (\text{IV.4.1 A})$$

$$p - e = \rho_a RT/M_a \quad (\text{IV.4.1 B})$$

sendo ρ_a a massa específica do ar seco na mistura. Para o vapor d'água, encontra-se:

$$eV = m_V RT/M_V \quad (\text{IV.4.2 A})$$

$$e = \rho_V RT/M_V \quad (\text{IV.4.2 B})$$

Por terem um comportamento praticamente ideal, tanto o ar seco, como o vapor, ocupam todo o volume (V) disponível, do mesmo modo que o fariam se estivessem sozinhos, submetidos à temperatura (T) isto é: exerceriam a mesma pressão parcial (ver tópico seguinte).

5. Saturação.

5.1 - O conceito.

Imaginem-se duas câmaras idênticas (A e B), dotadas de manômetro. No interior de cada uma coloca-se um recipiente, hermeticamente fechado, contendo água. Na primeira câmara (A) será feito vácuo e na segunda (B) será colocada uma certa quantidade de ar completamente isento de vapor d'água (ar seco). Assim, no início dessa experiência, o manômetro da câmara A estará indicando 0 mb; o da câmara B exibirá uma certa pressão (p), cujo valor dependerá da quantidade de ar seco nela colocada. O passo seguinte consiste em se abrirem os recipientes com água, permitindo que haja evaporação. Os manômetros passarão a acusar um aumento de pressão, causado pelo vapor d'água, que se difunde no interior das câmaras.

Transcorrido algum tempo, o manômetro da câmara A estará indicando um determinado valor (e_s) de pressão; a pressão da outra câmara (B) terá aumentado dessa mesma quantidade (passando de p para $p + e_s$). Desde que a temperatura ambiente seja mantida constante, as leituras manométricas não mais se alterarão, mesmo que ainda haja água nos recipientes.

O incremento total da pressão foi o mesmo em ambas as câmaras, haja vista que, no caso da câmara B, o vapor d'água se comporta como se o ar não existisse.

É evidente que, em ambas as câmaras, e_s representa o máximo valor da pressão que pode ser exercida pelo vapor d'água à temperatura em que for realizada a experiência. Nessa situação, o número de moléculas de água que passou ao estado gasoso durante a experiência atingiu o máximo possível àquela temperatura (do contrário a pressão continuaria aumentando). Estabelece-se, assim, uma situação de equilíbrio entre a água e seu próprio vapor. Esse equilíbrio significa que, a passagem adicional de qualquer molécula de água ao estado gasoso implica o retorno de uma outra à fase líquida (quer voltando ao seio da própria água contida no recipiente, quer se depositando nas superfícies internas da câmara, sob a forma de gotículas). É precisamente por isso que o valor de e_s mantém-se inalterável, exceto se houver variação na temperatura ambiente. O valor de e_s aumenta com a temperatura.

Um ambiente é dito saturado a uma determinada temperatura, quando possui

a quantidade máxima possível de vapor d'água àquela temperatura. Chama-se pressão de saturação do vapor d'água, ou pressão saturante, à pressão máxima exercida pelo vapor d'água. No caso da atmosfera, quando a quantidade de vapor atinge o máximo, diz-se que o ar está saturado.

Na situação aqui descrita o vapor d'água atingiu uma condição de equilíbrio em relação a uma superfície plana de água pura, mantida a dada temperatura. Em termos mais genéricos, é possível determinar, também, a pressão de saturação em relação a uma superfície plana de gelo puro (e_i), bem como em relação a superfícies não planas de água, no estado líquido ou sólido, contendo sais dissolvidos (como é o caso das nuvens). Evidentemente, as pressões de saturação obtidas em relação a diferentes superfícies têm valores distintos. Ao longo deste texto, exceto quando especificamente mencionado, a pressão saturante será sempre referida à superfície plana de água pura (e_s).

5.2 - Cálculo da pressão de saturação.

Repetindo-se a experiência anterior para diferentes temperaturas encontra-se um único valor de e_s para cada valor de t . A pressão de saturação depende exclusivamente da temperatura ambiente, isto é:

$$e_s = e_s(t) \quad \dots \text{ água.} \quad (\text{IV.5.1})$$

Em se tratando da pressão de saturação em relação a uma superfície de gelo, tem-se, analogamente:

$$e_i = e_i(t) \quad \dots \text{ gelo.} \quad (\text{IV.5.2})$$

Na atmosfera a água pode ser encontrada no estado líquido, mesmo a temperaturas inferiores a 0 °C. Assim, quando $t < 0$ °C existem duas pressões de saturação possíveis, dependendo da superfície de referência que se considere: a água (e_s) ou o gelo (e_i). Várias equações têm sido desenvolvidas para calcular a pressão de saturação do vapor. A mais usada delas foi obtida a partir de resultados experimentais, por O. Tetens, em 1930 (Weiss, 1977):

$$e_s = 6,178 \exp[17,2693882t/(t + 237,3)]. \quad (\text{IV.5.3})$$

A equação de Tetens é válida na faixa de -50 °C a 100 °C e fornece a pressão de saturação sobre a água em milibares (mb) quando a temperatura ambiente (t) for expressa em graus centígrados. Usou-se a notação $\exp\{x\}$ para indicar e^x , sendo $e = 2,71828$ a base dos logaritmos naturais.

J. A. Groff e S. Gratch, trabalhando com a equação de Clausius-Clapeyron

(que será demonstrada no Capítulo VI), entre 1945 e 1949, obtiveram, segundo List (1971), as equações que serão comentadas adiante, hoje adotadas internacionalmente.

Para o cômputo da pressão de saturação do vapor (em mb) em relação a uma superfície plana de gelo puro (Tabela IV.1) emprega-se a seguinte equação:

$$\log e_i = 0,78614 + 9,09718 A + 0,87679 B + C, \quad (\text{IV.5.4})$$

onde log indica o logaritmo decimal, t designa a temperatura em graus centígrados e os demais símbolos têm o seguinte significado:

$$\begin{aligned} A &= 1 - T_o/T; \\ B &= 1 - T/T_o; \\ C &= -3,56654 \log(T_o/T); \\ T_o &= 273,16 \text{ K}; e \\ T &= (273,16 + t) \text{ K}. \end{aligned}$$

Para calcular a pressão de saturação do vapor (em mb) em relação a uma superfície plana de água pura (Tabela IV.2), usa-se a expressão:

$$\log e_s = 0,78614 - 7,90298 A + 5,02808 \log(A) + B + C \quad (\text{IV.5.5})$$

com

$$\begin{aligned} A &= T_s/T \\ B &= -1,2816 \times 10^{-7} \{ 10^{11,344(1-1/A)} - 1 \} \\ C &= 3,1328 \times 10^{-3} \{ 10^{3,49149(1-A)} - 1 \} \\ T_s &= 373,16 \text{ K} \\ T &= (273,16 + t) \text{ K}. \end{aligned}$$

Também aqui log indica o logaritmo decimal e t designa a temperatura do ar ($^{\circ}\text{C}$).

5.3 - Curva de saturação.

Com os valores de pressão de saturação obtidos, experimentalmente ou através das equações anteriormente citadas (Tabelas IV.1 e IV.2), pode-se traçar a curva de saturação. Analisando-a (Fig. IV.1), verifica-se que e_s aumenta com t, embora não linearmente. Constata-se, ainda, haver uma curva de saturação em relação ao gelo e outra em relação à água (superfícies planas) e que, para uma mesma temperatura, a pressão máxima do vapor em relação à água (e_s) é maior do que a observada em relação ao gelo (e_i).

TABELA IV.1

PRESSÃO DE SATURAÇÃO DO VAPOR D'ÁGUA (em mb)
EM RELAÇÃO A UMA SUPERFÍCIE PLANA DE GELO PURO.

t°C	Décimos da temperatura				
	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8
-30	0,3798	0,3720	0,3643	0,3568	0,3494
-29	0,4213	0,4127	0,4042	0,3959	0,3878
-28	0,4669	0,4574	0,4481	0,4390	0,4301
-27	0,5170	0,5066	0,4964	0,4864	0,4765
-26	0,5720	0,5606	0,5494	0,5384	0,5276
-25	0,6323	0,6198	0,6075	0,5955	0,5836
-24	0,6985	0,6848	0,6713	0,6581	0,6451
-23	0,7709	0,7559	0,7412	0,7267	0,7124
-22	0,8502	0,8338	0,8177	0,8018	0,7862
-21	0,9370	0,9190	0,9013	0,8840	0,8670
-20	1,0317	1,0121	0,9928	0,9739	0,9552
-19	1,1352	1,1138	1,0927	1,0720	1,0517
-18	1,2482	1,2248	1,2018	1,1792	1,1570
-17	1,3713	1,3458	1,3208	1,2962	1,2720
-16	1,5055	1,4778	1,4505	1,4236	1,3973
-15	1,6517	1,6214	1,5917	1,5625	1,5338
-14	1,8107	1,7778	1,7455	1,7137	1,6824
-13	1,9836	1,9479	1,9127	1,8781	1,8441
-12	2,1715	2,1327	2,0945	2,0569	2,0200
-11	2,3756	2,3334	2,2919	2,2511	2,2110
-10	2,5970	2,5513	2,5063	2,4620	2,4184
-9	2,8372	2,7876	2,7388	2,6908	2,6435
-8	3,0975	3,0437	2,9908	2,9388	2,8876
-7	3,3794	3,3212	3,2639	3,2076	3,1521
-6	3,6845	3,6216	3,5596	3,4986	3,4385
-5	4,0147	3,9465	3,8795	3,8135	3,7485
-4	4,3715	4,2979	4,2254	4,1541	4,0838
-3	4,7571	4,6776	4,5993	4,5222	4,4463
-2	5,1734	5,0875	5,0030	4,9198	4,8378
-1	5,6226	5,5300	5,4388	5,3490	5,2605
-0	6,1071	6,0073	5,9089	5,8121	5,7166

TABELA IV.2

PRESSÃO DE SATURAÇÃO DO VAPOR D'ÁGUA (mb)
EM RELAÇÃO A UMA SUPERFÍCIE PLANA DE ÁGUA PURA.

t°C	décimos da temperatura				
	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8
-15	1,9118	1,8805	1,8496	1,8191	1,7892
-14	2,0755	2,0418	2,0085	1,9758	1,9435
-13	2,2515	2,2153	2,1795	2,1444	2,1097
-12	2,4409	2,4019	2,3635	2,3256	2,2883
-11	2,6443	2,6024	2,5612	2,5205	2,4804
-10	2,8627	2,8178	2,7735	2,7298	2,6868
-9	3,0971	3,0489	3,0013	2,9544	2,9082
-8	3,3484	3,2967	3,2457	3,1955	3,1459
-7	3,6177	3,5623	3,5077	3,4539	3,4008
-6	3,9061	3,8469	3,7884	3,7307	3,6738
-5	4,2149	4,1514	4,0888	4,0271	3,9662
-4	4,5451	4,4773	4,4103	4,3443	4,2791
-3	4,8981	4,8256	4,7541	4,6835	4,6138
-2	5,2753	5,1979	5,1214	5,0460	4,9716
-1	5,6780	5,5953	5,5138	5,4332	5,3537
-0	6,1078	6,0190	5,9325	5,8466	5,7617
+0	6,1078	6,1971	6,2876	6,3793	6,4721
1	6,5662	6,6614	6,7579	6,8556	6,9545
2	7,0547	7,1563	7,2590	7,3631	7,4685
3	7,5753	7,6834	7,7928	7,9036	8,0158
4	8,1295	8,2445	8,3610	8,4789	8,5983
5	8,7192	8,8416	8,9655	9,0909	9,2179
6	9,3465	9,4766	9,6083	9,7417	9,8766
7	10,0132	10,1515	10,2915	10,4331	10,5765
8	10,7216	10,8685	11,0171	11,1676	11,3198
9	11,4739	11,6298	11,7876	11,9472	12,1088
10	12,2723	12,4377	12,6051	12,7745	12,9458
11	13,1192	13,2946	13,4721	13,6517	13,8334
12	14,0172	14,2031	14,3912	14,5815	14,7740
13	14,9688	15,1658	15,3650	15,5666	15,7705
14	15,9767	16,1853	16,3963	16,6097	16,8255
15	17,0438	17,2646	17,4878	17,7136	17,9420
16	18,1730	18,4065	18,6427	18,8815	19,1230
17	19,3672	19,6142	19,8639	20,1164	20,3717
18	20,6298	20,8908	21,1546	21,4215	21,6912
19	21,9639	22,2396	22,5183	22,8001	23,0850

(Continua)

TABELA IV.2

PRESSÃO DE SATURAÇÃO DO VAPOR D'ÁGUA (em mb)
EM RELAÇÃO A UMA SUPERFÍCIE PLANA DE ÁGUA PURA.

(Conclusão)

t°C	Décimos da temperatura				
	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8
20	23,3729	23,6641	23,9583	24,2559	24,5566
21	24,8605	25,1678	25,4783	25,7922	26,1095
22	26,4302	26,7543	27,0819	27,4130	27,7477
23	28,0858	28,4277	28,7730	29,1221	29,4749
24	29,8314	30,1916	30,5556	30,9235	31,2953
25	31,6708	32,0504	32,4339	32,8214	33,2129
26	33,6085	34,0082	34,4120	34,8200	35,2322
27	35,6486	36,0694	36,4944	36,9239	37,3577
28	37,7959	38,2386	38,6858	39,1376	39,5939
29	40,0548	40,5205	40,9908	41,4659	41,9457
30	42,4304	42,9199	43,4142	43,9136	44,4180
31	44,9273	45,4419	45,9613	46,4861	47,0160
32	47,5511	48,0916	48,6373	49,1884	49,7449
33	50,3069	50,8744	51,4473	52,0260	52,6103
34	53,2001	53,7958	54,3971	55,0045	55,6176
35	56,2365	56,8616	57,4925	58,1296	58,7727
36	59,4220	60,0775	60,7392	61,4073	62,0817
37	62,7625	63,4498	64,1435	64,8438	65,5508
38	66,2643	66,9845	67,7115	68,4454	69,1861
39	69,9336	70,6883	71,4498	72,2186	72,9945
40	73,7774	74,5677	75,3652	76,1701	76,9825
41	77,8021	78,6295	79,4644	80,3069	81,1572
42	82,0150	82,8809	83,7543	84,6360	85,5256
43	86,4231	87,3288	88,2426	89,1647	90,0951
44	91,0337	91,9811	92,9364	93,9007	94,8735
45	95,8548	96,8449	97,8438	98,8515	99,8682
46	100,8940	101,9280	102,9720	104,0250	105,0880
47	106,1590	107,2400	108,3300	109,4300	110,5400
48	111,6590	112,7870	113,9260	115,0740	116,2330
49	117,4010	118,5800	119,7680	120,9670	122,1760
50	123,3950	124,6250	125,8650	127,1160	128,3780
51	129,6500	130,9330	132,2270	133,5310	134,8470
52	136,1740	137,5120	138,8610	140,2220	141,5940
53	142,9780	144,3730	145,7790	147,1980	148,6280
54	150,0700	151,5240	152,9900	154,4680	155,9580

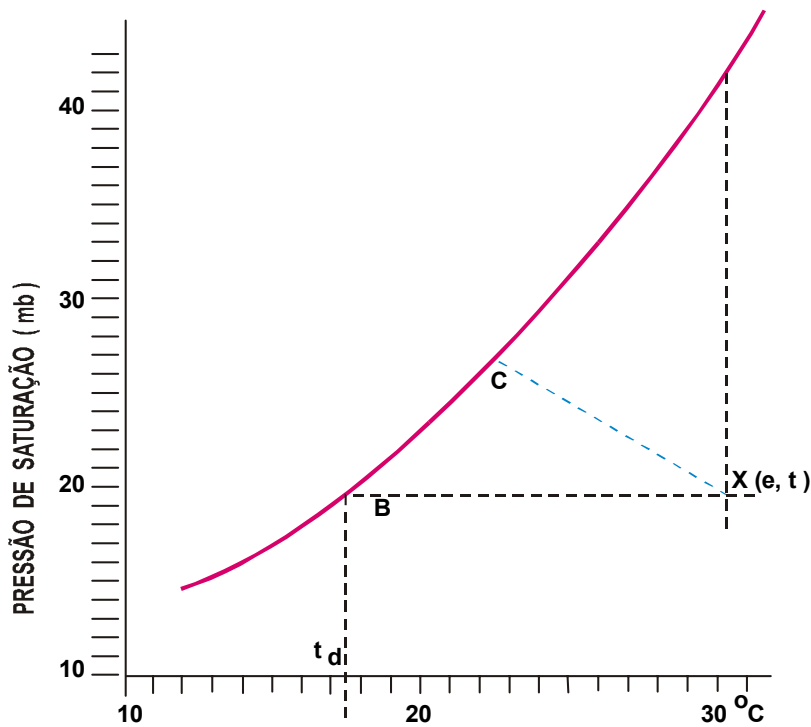


Fig. IV.1 - Curva de saturação do vapor d'água. O ponto X(e, t) representa uma amostra de ar úmido; A, B e C, três diferentes modos de se obter sua saturação; t_d é a temperatura do ponto de orvalho.

Uma amostra de ar úmido é representada por um ponto abaixo da curva de saturação em um diagrama e, t {na Fig. IV.1 está indicado o ponto X(e,t)}. Caso o ar esteja saturado, esse ponto integrará a curva (e_s, t ou e_i, t).

Assim, a pressão parcial (e) exercida pelo vapor d'água existente no ar deve obedecer à relação:

$$e_s - e \geq 0 \quad \text{para a água} \quad (\text{IV.5.6 A})$$

ou

$$e_i - e \geq 0 \quad \text{para o gelo.} \quad (\text{IV.5.6 B})$$

Quando $e = 0$, o ar está seco; caso $e = e_s$ ou $e = e_i$, o ar encontra-se saturado em relação a uma superfície plana de água ou de gelo, respectivamente. Em qualquer outra situação o ar é dito úmido.

Atingida a saturação, desde que a temperatura não se altere, nenhuma quantidade adicional de vapor d'água pode ser incorporada ao ar. Qualquer tentativa nesse sentido sempre provocará a passagem, à fase líquida ou sólida, de uma quantidade de vapor igual ao excesso incorporado. Efeito semelhante é obtido quando se resfria uma amostra de ar saturado, pois, quando a temperatura diminui, diminui também o valor da pressão saturante.

A saturação de uma amostra de ar úmido pode ser atingida por um dos seguintes processos (Rose, 1966):

- a - aumentando o teor de umidade (evaporando água no interior da amostra de ar, por exemplo) à temperatura constante, até que a pressão parcial (e) atinja o valor máximo possível àquela temperatura;
- b - reduzindo a temperatura, sem acrescentar vapor d'água, até o ponto em que a pressão parcial (e) torne-se saturante; e
- c - combinando, simultaneamente, os processos anteriores.

Esses procedimentos podem ser claramente visualizados utilizando-se a curva de saturação (Fig. IV.1). O primeiro deles está representado pelo segmento de reta entre os pontos $X(e, t)$ e A, já que o valor da pressão parcial (e) aumenta isotermicamente. O segundo processo corresponde ao segmento de reta de $X(e, t)$ até B, indicando um resfriamento isobárico (sem alteração do valor da pressão parcial do vapor), até atingir a curva de saturação. Neste caso, o valor da pressão parcial não muda; apenas busca-se a temperatura (t_d) para a qual esse mesmo valor torna-se saturante. Uma outra evolução que unisse o ponto $X(e, t)$ a qualquer outro ponto (C) da curva, situado entre A e B, estaria representando um processo combinado (resfriamento e umidificação simultâneos).

5.4 - Temperatura do ponto de orvalho.

O umedecimento isotérmico (processo a) não poderia continuar indefinidamente, ultrapassando a curva de saturação. De fato, após a saturação ter ocorrido (ponto A da Fig. IV.1), qualquer acréscimo de vapor d'água iria apenas provocar condensação. Caso se desejasse realmente colocar mais vapor d'água na amostra de ar, já saturada, seria preciso seguir a curva de saturação (para a direita) e, portanto, aumentar a temperatura. Quando a temperatura ambiente se eleva, cresce também o valor da pressão de saturação do vapor, indicando que um maior número de moléculas d'água pode permanecer no estado gasoso.

Considere-se, agora, o segundo processo (b): o resfriamento isobárico, representado pelo segmento de reta unindo $X(e, t)$ a B (Fig. IV.1). Após atingida a temperatura (t_d) em que a saturação acontece, qualquer resfriamento adicional deve ser feito seguindo a curva de saturação {não o prolongamento da linha $X(e, t) - B$ } e, isso, implica reduzir o valor da pressão de saturação. Essa redução só se justifica

pela passagem de parte do vapor ao estado líquido (condensação), de modo que o valor máximo da pressão de saturação à nova temperatura seja respeitado. Evidentemente a condensação do "excesso" do vapor, provocado pelo resfriamento, vai originar a formação de gotas d'água nas superfícies em contacto com essa amostra de ar (formação de orvalho). Exatamente por isso t_d é chamada de temperatura do ponto de orvalho, à qual se deve resfriar o ar úmido para torná-lo saturado, sem que se altere o valor inicial da pressão parcial do vapor nele contido. Como se observa, a saturação, neste caso, é obtida apenas por resfriamento (sem acréscimo algum de vapor d'água).

Qualquer amostra de ar que atinja sua temperatura do ponto de orvalho torna-se saturada. Se, após atingir t_d , o resfriamento prosseguir, haverá formação de depósitos de água nas superfícies mais próximas. É exatamente isto que explica a formação de gotas d'água na superfície externa de um copo contendo uma bebida bem "gelada". Em contacto com a superfície arrefecida do copo, cuja temperatura é inferior à do ponto de orvalho, parte do vapor d'água se condensa. O hábito que certas pessoas têm de expirar seu hálito sobre a lente dos óculos antes de limpá-las, é justificado do mesmo modo. O ar quente e úmido proveniente dos pulmões resfria-se ao contacto com a superfície mais fria da lente, provocando a condensação de vapor, haja vista que a temperatura da lente é inferior à do ponto de orvalho do ar expirado. Um terceiro exemplo é a formação natural de orvalho sobre a superfície das folhas e de corpos expostos ao ar livre. Durante a madrugada as temperaturas dessas superfícies podem tornar-se inferiores à do ponto de orvalho, advindo daí a condensação.

A determinação de t_d é feita a partir do valor da pressão parcial do vapor (e) presente na amostra de ar. Uma vez que, pela definição de t_d , o valor da pressão parcial (e) não muda durante o processo (a saturação acontece apenas por resfriamento), basta procurar no corpo da tabela de saturação o valor da pressão parcial do vapor (e) e verificar a temperatura correspondente (t_d). Caso o valor exato não figure na tabela, pode-se adotar o mais próximo, ou efetuar uma interpolação entre aqueles imediatamente superior e inferior ao da pressão parcial obtida.

Uma outra maneira consiste em usar equações empíricas, obtidas por regressão polinomial. Na prática, sendo a pressão parcial do vapor expressa em mb, pode ser usada a seguinte expressão:

$$t_d = 237.3 * \log_{10} (e / e_0) / (17.2688 - \log_{10} (e / e_0)) \quad (\text{IV.5.7})$$

Em que $e_0 = 6.1078$ mb e que fornece resultados bem aproximados da temperatura do ponto de orvalho (t_d) em °C, na faixa de 0 a 50 °C.

6. Parâmetros que definem o teor de umidade do ar.

Além da pressão parcial (e), há outras variáveis para quantificar o teor de vapor d'água presente no ar, de uso mais corrente.

6.1 - Razão de mistura (r).

A razão de mistura (r) do ar úmido, submetido a uma dada pressão atmosférica (p) e temperatura (t), é o quociente entre a massa de vapor (m_v) e a massa de ar seco (m_a) na qual o vapor está contido. De acordo com essa definição, tem-se:

$$r = m_v / m_a. \quad (\text{IV.6.1})$$

Utilizando-se as expressões para m_v e m_a obtidas respectiva e diretamente das equações de estado do ar seco (IV.4.1) e do vapor d'água (IV.4.2) na mistura (ar úmido) e sendo a razão entre as massas moleculares $M_a/M_v = 0,622$, tem-se:

$$r = 0,622e / (p - e) \quad (\text{IV.6.2})$$

sendo r expresso em gramas de vapor por grama de ar seco quando a pressão parcial do vapor (e) e a pressão atmosférica (p) são dadas nas mesmas unidades (mm Hg ou mb). Sendo $p \gg e$, essa expressão pode assumir a seguinte forma aproximada, quando não se requer alta precisão:

$$r = 0,622 e / p \quad (\text{IV.6.3})$$

No caso do ar estar saturado, a razão de mistura saturante (r_s) será dada por:

$$r_s = 0,622e_s/(p - e_s). \quad (\text{IV.6.4})$$

Tendo em vista que $p \gg e_s$, a seguinte forma aproximada pode ser útil em estimativas que não requeiram precisão:

$$r_s \approx 0,622 e_s / p. \quad (\text{IV.6.5})$$

As expressões anteriores (IV.6.4 e IV.6.5) podem fornecer a razão de mistura em gramas de vapor por quilograma de ar úmido, bastando que os respectivos numeradores sejam multiplicados por 1000.

6.2 - Umidade específica (q).

A umidade específica do ar é definida como o quociente entre a massa de vapor d'água (m_v) e a massa total do ar úmido ($m_v + m_a$) na qual esse vapor está contido.

De acordo com a definição anterior, portanto:

$$q = m_v / (m_v + m_a). \quad (\text{IV.6.6})$$

Dividindo o numerador e o denominador dessa expressão por m_a e tendo em conta a equação IV.6.1, pode-se escrever:

$$q = r / (1 + r) \quad (\text{IV.6.7})$$

que fornece a umidade específica em gramas de vapor por grama de ar úmido.

Estando o ar saturado, verifica-se que:

$$q_s = r_s / (1 + r_s). \quad (\text{IV.6.8})$$

Quando se leva em conta que r é, no máximo, da ordem de 0,05 (50 gramas de vapor por quilograma de ar seco), verifica-se ser possível considerar $1 + r$ ou $1 + r_s$ como praticamente igual à unidade, sem incorrer em erro sério. Nas aplicações em que isso seja possível:

$$q \approx r \quad (\text{IV.6.9})$$

e

$$q_s \approx r_s. \quad (\text{IV.6.10})$$

6.3 - Umidade absoluta (ρ_v).

Também chamada de concentração do vapor, ou densidade do vapor na mistura, a umidade absoluta é o quociente entre a massa de vapor d'água (m_v) e o volume (V) do ar úmido que a contém, ou seja:

$$\rho_v = m_v / V. \quad (\text{IV.6.11})$$

Partindo da equação IV.4.2, com $R = 8,314 \times 10^{-7} \text{ dyn cm mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ e $M_v = 18,015 \text{ g mol}^{-1}$, verifica-se que:

$$\rho_v = 2.16683 \times 10^{-7} e / T \quad \text{em g cm}^{-3} \quad (\text{IV.6.12})$$

com a temperatura (T) em K e a pressão parcial do vapor (e) em mb. Por outro lado, usando a própria definição de razão de mistura, vê-se que:

$$\rho_v = \rho_a r. \quad (\text{IV.6.13})$$

6.4 - Umidade relativa (U).

A umidade relativa (U) do ar úmido, submetido a uma determinada temperatura (t), é o quociente entre a pressão parcial do vapor (e) e a pressão de saturação (e_s) àquela temperatura, ou seja:

$$U = e / e_s. \quad (\text{IV.6.14})$$

Normalmente U é expresso em porcentagem:

$$U = 100 e / e_s. \quad (\text{IV.6.15})$$

Essa expressão revela que a umidade relativa atinge 100 % quando o ar está saturado ($e = e_s$). Fisicamente U representa a fração da umidade máxima possível que já se encontra preenchida.

Note-se que, como e_s depende de t, mantendo-se constante a pressão parcial do vapor (e), a umidade relativa varia com a temperatura. De fato, U aumenta quando t diminui pois a diferença $e_s - e$ diminui, já que o valor da pressão de saturação (e_s) tende a se aproximar do valor constante da pressão parcial do vapor (e). A recíproca é igualmente verdadeira: quando t aumenta, a umidade relativa diminui à pressão parcial constante.

7. Instrumentos para medir a umidade do ar.

O leitor deve ter percebido que todas as expressões obtidas na seção anterior dependem da pressão parcial do vapor d'água presente no ar (e). A determinação desse parâmetro pode ser feita com o auxílio de instrumentos denominados psicrômetros (do grego "psychrós", que significa frio). Há, ainda, instrumentos apropriados para medir diretamente a umidade relativa do ar.

7.1 - Psicrômetros.

Os diferentes modelos convencionais de psicrômetro são, basicamente, constituídos por dois termômetros comuns (de mercúrio-em-vidro), sendo um com o bulbo

descoberto e o outro com o bulbo revestido por um tecido fino (musselina, gaze etc.), que é molhado (preferencialmente com água destilada) imediatamente antes do uso do instrumento. Esses termômetros são chamados, respectivamente de termômetro de bulbo seco e termômetro de bulbo úmido. Em alguns psicrômetros os termômetros são montados em um suporte, preso a uma corrente, que permite girá-lo, como a uma funda, assegurando um fluxo regular de ar junto aos bulbos (Fig. IV.2).

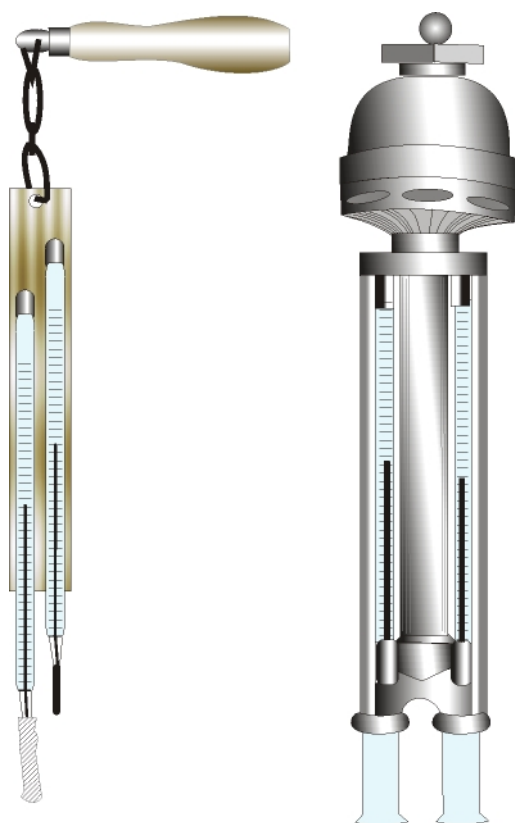


Fig. IV.2 - Psicrômetro de funda (esquerda), cuja ventilação é obtida fazendo-se girar o suporte dos termômetros; e psicrômetro Assmann (direita), com aspirador mecânico embutido na parte superior.

Nos modelos mecânicos mais aperfeiçoados, uma ventoinha aspira o ar por sobre os bulbos a uma velocidade constante, que não deve ser inferior a 5 m s^{-1} . Dentre os psicrômetros ventilados mais usados estão os do tipo Assman, que é portátil (Fig. IV.2) e August. No caso do modelo August, recomenda-se cuidado ao umedecer o bulbo (Fig. IV 3); ao aplicar corda no mecanismo de relojoaria do aspirador (Fig. IV 4), prendendo as pás da ventoinha (aspirador) com os dedos polegar e

indicador; e ao acoplá-la no encaixe apropriado (Fig. IV 5).

Eventualmente, pode ser necessário aplicar correções às leituras termométricas para compensar pequenas imperfeições de fabricação. São ditas correções instrumentais e, quando existem, constam do certificado de calibragem do psicrômetro, fornecido pelo fabricante.

Atualmente, têm sido preferidos os psicrômetros elétricos ventilados (Fig. IV.6), que usam como sensores resistências, termopares, ou termistores.

7.1.1 - Princípio de funcionamento.

Caso o ar não esteja saturado, haverá evaporação da água que embebe o revestimento do bulbo úmido, ou do sensor que atua como tal. O calor latente necessário à evaporação é, no primeiro instante, retirado do próprio bulbo e a temperatura indicada pelo termômetro de bulbo úmido (t') começa a diminuir. Uma vez atingido o regime estacionário (quando t' não mais se altera), o calor latente de evaporação é integralmente cedido pelo ar que flui junto ao bulbo úmido (uma vez que sua temperatura não mais se modifica). Para certificar-se de ter sido atingido o equilíbrio térmico entre o bulbo úmido e o ar que escoia junto dele, o usuário deverá fazer leituras sucessivas (do termômetro de bulbo úmido) até que obtenha dois valores consecutivos iguais de t' , o que indica a estabilização do processo; só depois fará a leitura do termômetro de bulbo seco, que fornece a temperatura do ar (t).

Estando o ar saturado, nenhuma evaporação irá ocorrer, obtendo-se $t = t'$. A diferença psicrométrica ($t - t'$) é, portanto, um indicador do estado de umidificação da atmosfera adjacente, sendo tanto menor quanto mais úmido estiver o ar.

7.1.2 - Equação psicrométrica.

Imagine-se um psicrômetro em funcionamento, após estabilizada a temperatura do bulbo úmido (equilíbrio). Admita-se que a pressão atmosférica mantém-se constante no curto intervalo de tempo necessário às leituras (depois de estabilizadas).

Sejam m_a e m_v , respectivamente, as massas de ar seco e de vapor d'água que juntas constituem a unidade de massa do ar úmido, antes de passar pelos bulbos.

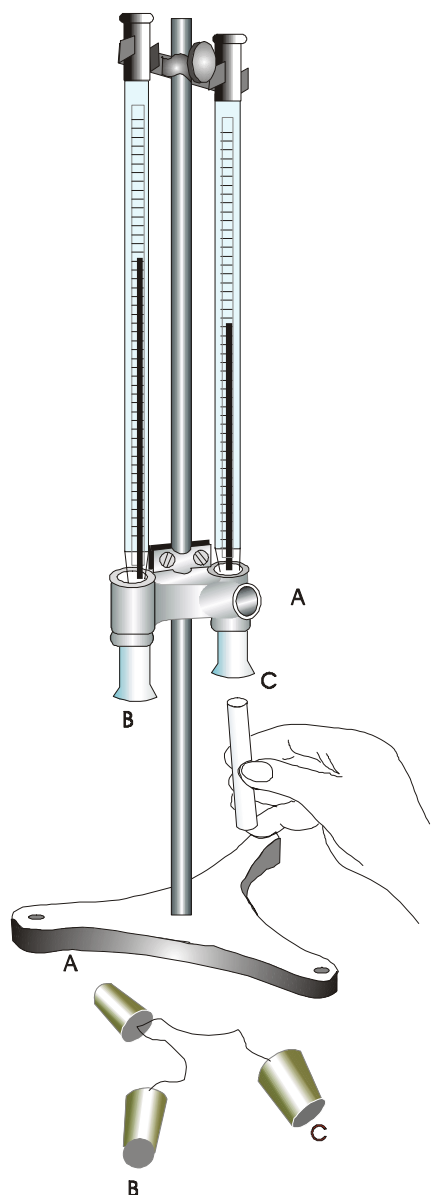


Fig. IV.3 - Psicrômetro tipo August (sem o aspirador) mostrando-se a maneira correta de molhar a musselina que envolve o bulbo do termômetro. Após o uso, as rolhas devem ser colocadas nos condutos de ventilação respectivos.

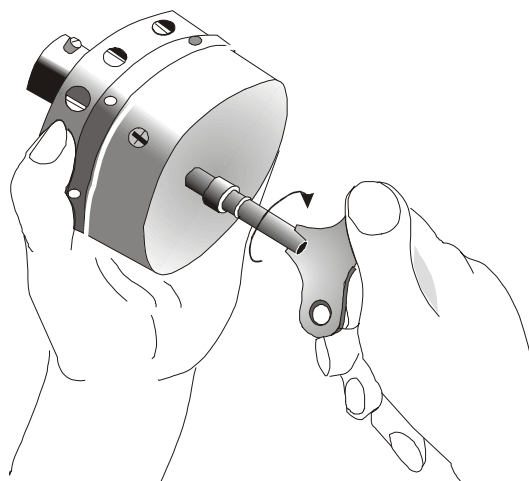


Fig. IV.4 - Maneira correta de segurar o aspirador (ventoinha) do psicrômetro August para aplicar corda no mecanismo de relojoaria.

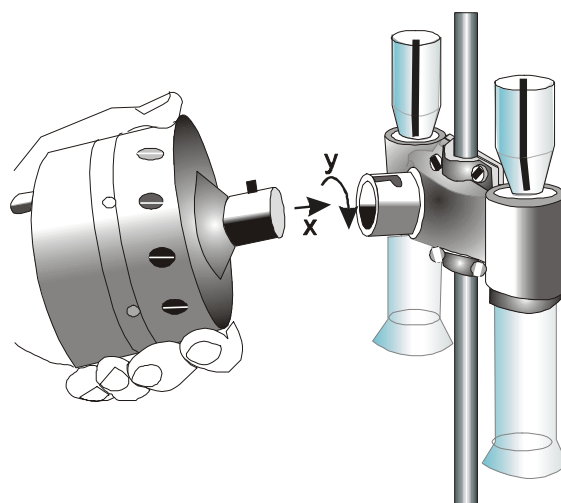


Fig. IV.5 - Acoplamento do aspirador ao conduto de ar do psicrômetro August. A ventoinha, só é liberada após encaixada (x e y indicam os movimentos para o engate).

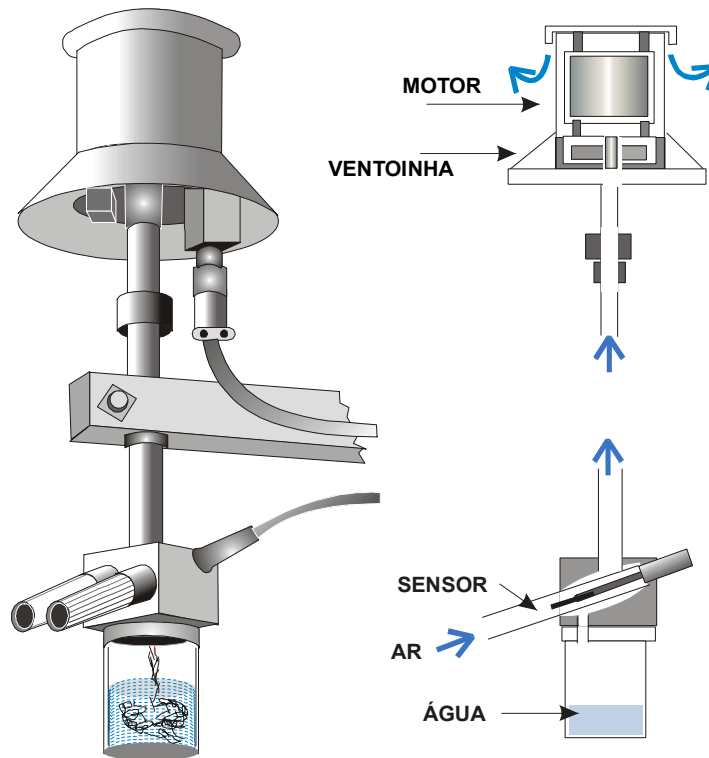


Fig. IV.6 - Psicrômetro ventilado elétrico, constituído por dois sensores de resistência elétrica (o registrador foi omitido). Ao lado o esquema da circulação do ar que é aspirado através dos ductos dos sensores.

A evaporação da água, necessária à saturação do ar à temperatura t' , consumirá calor latente (L_E) de modo proporcional ao aumento da massa de vapor d'água de m_V para m_V' . Assim, o calor consumido será:

$$Q_1 = (m_V' - m_V) L_E$$

Ressalta-se que o calor latente (L_E) não é constante; seu valor depende da temperatura (equação VI.4.3).

Desde que o instrumento esteja isolado de qualquer fonte de energia (solar, por exemplo), todo o calor latente necessário à evaporação é, como foi dito, cedido pelo ar úmido ($m_a + m_V$), fazendo com que sua temperatura baixasse de t para t' . Trata-se portanto, de um processo que, além de isobárico, é igualmente adiabático ou seja, não envolve troca de calor com o meio. Com suficiente aproximação, pode-se assumir que o calor específico do ar úmido a pressão constante é praticamente igual ao do ar seco ($c_{pa} = 0,240 \text{ cal g}^{-1} \text{ K}^{-1}$). Assim,

$$Q_2 = (m_a - m_v) c_{pa} (t - t')$$

foi o calor necessário para causar a diferença psicrométrica ($t - t'$ °C igual a $T - T'$ K) observada. O princípio da conservação da energia exige que $Q_1 = Q_2$, logo:

$$(m_a + m_v) c_{pa} (t - t') = (m_v' - m_v) L_E \quad (\text{IV.7.1})$$

em que $L_E = L_E(t')$ é o calor latente à temperatura em que se dá a evaporação da água (t'). Assumindo-se que $m_a + m_v$ é praticamente igual a m_a , no primeiro membro dessa expressão (pois $m_a \gg m_v$), e tendo em conta o significado da razão de mistura (r), vem:

$$c_{pa} (t - t') = (r_s' - r) L_E$$

onde r_s' indica a razão de mistura saturante à temperatura t' , já que o ar, após passar junto ao bulbo úmido, está saturado àquela temperatura. Com uma boa aproximação pode-se tomar $r \approx 0,662 \text{ e}/p$ (IV.6.3) e $r_s \approx 0,662 \text{ e}_s/p$ (IV.6.5), resultando:

$$e = e_s' - [p c_{pa} / (0,622 L_E)](t - t') \quad (\text{IV.7.2})$$

em que $e_s' = e_s(t')$ representa a pressão de saturação do vapor à temperatura t' . Esta expressão rege o funcionamento dos psicrômetros e é conhecida como equação psicrométrica.

Ao fator

$$\gamma^* = p c_{pa} / (0,622 L_E) \quad (\text{IV.7.3})$$

chama-se parâmetro psicrométrico, impropriamente conhecido como "constante psicrométrica", pois varia com a pressão e com a temperatura (já que o calor latente de evaporação L_E depende da temperatura em que essa transição de fase ocorre e p é variável).

Pondo γ^* na equação IV.7.3, nota-se que

$$\gamma^* = - (e - e_s') / (T - T') \quad (\text{IV.7.4})$$

traduz a inclinação da reta que representa o processo de saturação do ar simultaneamente por resfriamento e adição de vapor d'água, representado na Fig. IV.1 pelo segmento de reta de X(e, t) a C.

Imagine-se, agora, que todo o vapor d'água contido no ar úmido seja (isobárica e adiabaticamente) condensado, até torná-lo seco ($e = 0$). O calor latente liberado termina sendo inteiramente usado para aquecer o ar (seco), cuja temperatura final

chama-se temperatura equivalente isobárica (T_E). Este processo corresponde ao segmento de reta entre $X(e, t)$ e Y (Fig. IV.1). Pode-se mostrar que T_E é uma grandeza conservativa (Capítulo VI).

7.1.3 - A fórmula de Ferrel.

Conhecidas as temperaturas dos termômetros de bulbo seco (t) e úmido (t'), além da pressão atmosférica (p), pode-se calcular a pressão parcial do vapor d'água (e) empregando a equação IV.7.2. No entanto, em 1886, W. Ferrel havia obtido a seguinte fórmula empírica, (List, 1971):

$$e = e_s' - 0,00066 (1 + 0,00115t') p (t - t') \quad (\text{IV.7.5})$$

com t e t' em graus centígrados e as demais variáveis em milibares. Também aqui, $e_s' = e_s(t')$ indica a pressão de saturação à temperatura do termômetro de bulbo úmido, que pode ser calculada pela equação IV.5.3 ou IV.5.5, ou obtida através da Tabela IV.1.

A equação IV.7.5 veio à luz sem o auxílio da Termodinâmica (era desconhecida, naquela época, a formulação empregada na dedução da equação psicrométrica). O desenvolvimento científico posterior confirmou que a fórmula de Ferrel fornece resultados compatíveis com a precisão atualmente exigida e, portanto, sob o ponto de vista científico, está correta. Assim, embora empírica, a fórmula proposta por Ferrel é usada até hoje.

7.2 - Higrômetros, Higrógrafos e Termohigrógrafos.

Os higrômetros, os higrógrafos e os termohigrógrafos (Fig. IV.7) são instrumentos que permitem obter diretamente a umidade relativa do ar. Seu funcionamento se baseia na variação do comprimento que experimenta um feixe de cabelos humanos, quando a umidade relativa do ar se altera. O feixe se distende com o aumento da umidade, contraindo-se no caso contrário. Esse comportamento, no entanto, não é linear: o incremento observado é menor quando a umidade relativa é elevada. Obviamente, os cabelos devem ser previamente tratados para remover eventuais resíduos de gorduras e outras impurezas.

Em geral, uma das extremidades do feixe é fixa e a outra está acoplada a um sistema de alavancas. A variação do comprimento do feixe de cabelos (em função da umidade relativa do ar) faz movimentar esse sistema, que termina por deslocar um ponteiro sobre uma escala graduada. Nessa escala a umidade é lida diretamente em porcentagem.

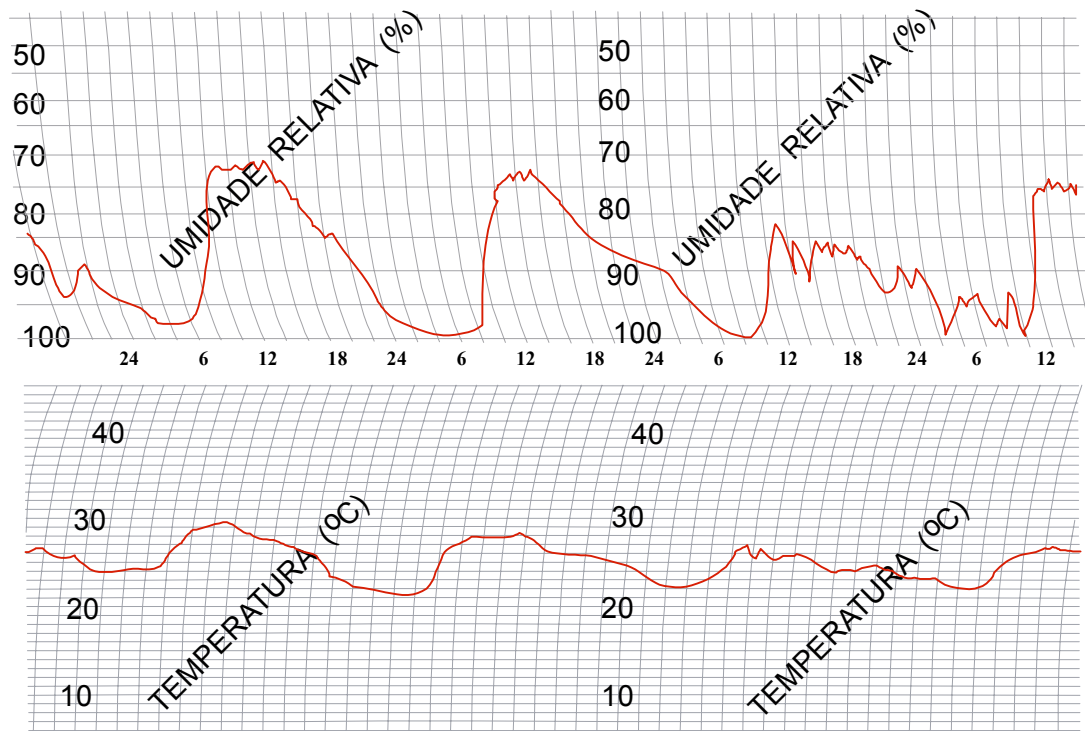
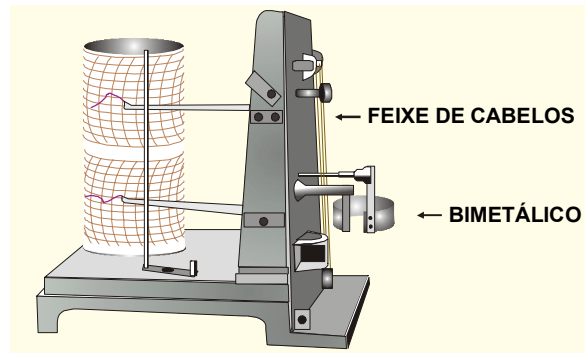


Fig. IV.7 - O termohigrógrafo, um registrador convencional de temperatura e de umidade do ar (acima), usa o termohigrograma como diagrama (abaixo).

No caso dos higrógrafos, o sistema de alavancas aciona o suporte de uma pena registradora que se move sobre um tambor rotativo (impulsionado por mecanismo de relojoaria). Ao tambor prende-se um diagrama de papel especial (higrograma) cuja escala horizontal é o tempo e a escala vertical está graduada em termos de umidade. Note-se que a amplitude do movimento da pena depende das características de cada tipo de instrumento e, portanto, não se pode usar o higrograma de

um modelo em outro.

Os termohigrógrafos são instrumentos mecânicos duplos, isto é possuem um sensor de umidade, que funciona exatamente como no caso anterior, além de um sensor de temperatura, normalmente uma lâmina bimetálica, curva (Capítulo II). Como a lâmina é constituída pela justaposição de duas finas placas de metal com diferentes coeficientes de dilatação, variações de temperatura fazem mudar sua curvatura, acionando um sistema de alavancas que termina, também, na haste de uma pena (Fig. IV.7). O diagrama usado nesses instrumentos chama-se termohigrograma e tem duas faixas distintas: uma corresponde à escala de umidade, outra à de temperatura (Fig. IV.7).

Instrumentos desse tipo, embora tendam a ser substituídos por sensores elétricos, ainda são encontrados, com bastante frequência, nas estações meteorológicas convencionais.

8. Variação espaço-temporal da umidade do ar.

O teor de umidade do ar pode variar de modo acentuado, tanto no espaço, como no tempo. Em um determinado local, a variação temporal depende da circulação da atmosfera, da localização relativa das fontes e sumidouros de vapor d'água, do suprimento de energia solar etc.. Devido a isso, os valores assumidos pelos parâmetros que traduzem a umidade do ar próximo à superfície terrestre são necessariamente pontuais.

Quando o parâmetro utilizado é a umidade relativa não se pode esquecer, também, sua dependência em relação à temperatura. Um aumento, ou redução, da umidade relativa não significa ter havido uma mudança na concentração de vapor d'água do ar. A alteração na umidade relativa pode advir exclusivamente de alteração na temperatura ambiente. A umidade relativa do ar aumenta quando a temperatura diminui e vice-versa. Como consequência desse efeito, deve-se esperar que a umidade relativa diminua, a partir do nascimento do Sol, atingindo o valor mínimo nas horas mais quentes do dia, voltando a aumentar em seguida, apenas por efeito térmico. Esse é o comportamento esperado e normalmente observado. No entanto, pode ser bastante modificado sob situações atmosféricas capazes de alterar a temperatura, a razão de mistura, ou ambas.

As variações do teor de umidade do ar, associadas às da temperatura, estabelecem o nível de conforto ambiental. A sensação de desconforto é devida mais à umidade do ar que propriamente à temperatura ambiente. Para aferir esse efeito, diversos índices de desconforto (I_d) foram propostos. Um deles, que Nieuwolt (1977) aponta como o mais usado, baseia-se na seguinte fórmula:

$$I_d = 0,8t + tU / 500 \quad (\text{IV.8.1})$$

onde t é a temperatura do ar ($^{\circ}\text{C}$) e U a umidade relativa (%)., A resolução gráfica dessa equação constitui o nomograma da Fig. IV.8.

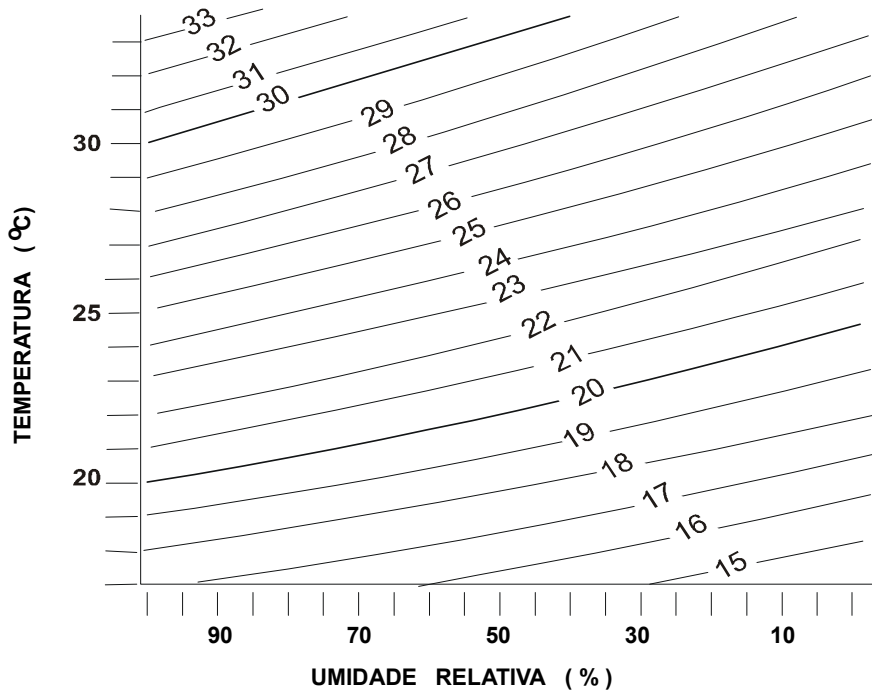


Fig. IV.8 - Nomograma para determinar o índice de desconforto (I_d) em função da temperatura ($t^{\circ}\text{C}$) e da umidade relativa do ar ($U\%$).

Testes realizados nos Estados Unidos indicaram que o valor I_d em torno de 21 corresponde à condição ambiental mais agradável. Quando $26 > I_d > 24$, cerca da metade da amostra pesquisada apresentou algum sintoma de desconforto físico por aquecimento e, ao ser ultrapassado o valor 26, reduziu-se rapidamente a disposição das pessoas testadas para o trabalho (Nieuwolt, 1977). O mesmo autor acredita que valores um pouco mais altos poderiam ser esperados na faixa tropical, onde a população está mais adaptada ao calor. No entanto, para uma dada temperatura, o índice de desconforto (I_d) aumenta rapidamente com a umidade relativa do ar, conforme se depreende da análise da fórmula anterior. Então, o possível aumento da tolerância da população tropical às temperaturas mais elevadas não deve ser grande.

9. Temperatura virtual.

Pelo simples fato da massa molecular aparente do ar seco ser maior que a do vapor d'água, a massa específica do ar úmido (ρ^*) é um pouco menor do que a do ar seco puro (ρ_A). A comprovação desse fato é bastante simples, como será visto a seguir.

Seja uma amostra de ar úmido constituída pela mistura de m_V gramas de vapor d'água com m_A gramas de ar seco, ocupando um volume V e submetida à temperatura T e à pressão atmosférica p . Assim, a massa total da amostra de ar úmido será:

$$m = m_V + m_A.$$

Dividindo ambos os membros pelo volume, vem:

$$m / V = (m_V + m_A) / V = m_V / V + m_A / V$$

ou, ainda

$$\rho^* = \rho_V + \rho_A \tag{IV.9.1}$$

onde ρ_A é a massa específica do ar seco na mistura (diferente, portanto, de ρ_A que é a do ar seco puro).

Utilizando as equações de estado do ar seco e do vapor d'água na mistura ar úmido (IV.4.1 e IV.4.2), obtém-se:

$$\rho^* = e M_V / RT + (p - e) M_A / RT.$$

Logo:

$$\rho^* = (p M_A / RT) (1 - e/p + 0,622 e/p) \tag{IV.9.2}$$

ou,

$$\rho^* = (p M_A / RT) (1 - 0,378 e/p). \tag{IV.9.3}$$

Observe-se que o primeiro fator ($p M_A / RT$) representa a massa específica do ar seco puro (ρ_A). Em outras palavras: se apenas ar seco, nas mesmas condições de pressão (p) e temperatura (T) do ar úmido, ocupasse o mesmo volume (V), teria uma massa específica ρ_A . Então, substituindo:

$$\rho^* = \rho_A (1 - 0,378 e/p).$$

Percebe-se que, sendo $p \gg e$, o fator $(1 - 0,378 e/p)$ é menor que a unidade, comprovando que a massa específica do ar úmido é menor que a do ar seco, nas mesmas condições de temperatura e pressão. Esse fato decorre simplesmente de ser $M_V < M_A$. Por outro lado, Peixoto (1954) adverte que, sendo $0,378e/p$ um número muito pequeno (pois $e \ll p$), a diferença entre ρ^* e ρ_A não pode ser grande, mesmo quando se toma em consideração o ar saturado.

A conclusão anterior representa uma grande vantagem prática. Para averiguá-la, é necessário usar a equação IV.6.3 e substituir o quociente e/p da expressão IV.9.2 em função da razão de mistura (r). Efetuando, resulta, sem nenhuma simplificação :

$$\rho^* = (\rho M_A / RT) [(1 + r) / (1 + r/0,622)]. \quad (IV.9.4)$$

Fisicamente, o fator $[(1 + r) / (1 + r/0,622)]$ representa uma correção que deve ser aplicada à massa específica do ar seco puro ($\rho M_A / RT$) para que se torne igual à do ar úmido, submetido à mesma pressão (p) e temperatura (T , K). Convencionou-se que essa correção seria incorporada à temperatura T (Iribarne e Godson, 1973), definindo-se uma nova variável (T_V) assim:

$$1/T_V = (1/T) [(1 + r) / (1 + r/0,622)]$$

ou

$$T_V = T [(1 + r/0,622) / (1 + r)] \quad (IV.9.5)$$

onde r deve ser expresso em gramas de vapor por grama de ar seco e T em graus absolutos. Aqui T_V (K) designa a temperatura virtual, ou seja: a temperatura a que deve ser submetida uma amostra de ar seco para que passe a apresentar a mesma massa específica do ar úmido, ambos submetidos à pressão p . Simbolicamente,

$$\rho^*(T, p) = \rho_A(T_V, p). \quad (IV.9.6)$$

A equação IV.9.5 revela ser sempre possível obter uma temperatura (T_V) na qual uma amostra de ar seco apresente a mesma massa específica da amostra de ar úmido que se deseja estudar. Na prática quer dizer que se pode tratar ar úmido à temperatura T usando ar seco à temperatura T_V .

Para que se possa compreender mais facilmente como T_V varia, em função da umidade, considere-se a equação IV.9.3, de onde se obtém:

$$T_V = T / (1 - 3e/8p). \quad (\text{IV.9.7})$$

Desenvolvendo o denominador $(1 - 3e/8p)$ em série binomial resulta:

$$(1 - 3e/8p)^{-1} = 1 + (3e/8p) + (3e/8p)^2 + (3e/8p)^3 \dots,$$

Agora, desprezando os termos de ordem igual ou superior à segunda (porque $e \ll p$), vem:

$$T_V = T(1 + 3e/8p) \quad (\text{IV.9.8})$$

Finalmente, tendo em vista que $e/p = r / 0,622$,

$$T_V = T (1 + 0,6r) \quad (\text{IV.9.9})$$

com T e T_V em graus absolutos e r em gramas de vapor por grama de ar seco. Devido à eliminação de termos do desenvolvimento binomial, as relações IV.9.8 e IV.9.9 são apenas aproximadas.

Tanto o quociente $(1 + r/0,622) / (1 + r)$ da equação IV.9.5, como o fator $(1 + 0,6 r)$ da última expressão, são um pouco maiores que a unidade, exceto se o ar estiver seco ($r = 0$). Desse modo, conclui-se que:

- estando o ar isento de umidade, $T_V = T$;
- para qualquer amostra de ar úmido ou saturado, $T_V > T$; e
- a diferença $T_V - T$ é relativamente pequena e aumenta com o teor de umidade do ar.

Então, a expressão IV.9.4 constitui a equação geral de estado do ar (seco, úmido ou saturado), o que teoricamente permite prosseguir o estudo da atmosfera usando apenas uma equação de estado, qual seja:

$$\rho^* = p M_a / RT_V \quad (\text{IV.9.10})$$

Sob o ponto de vista matemático, porém, muitas vezes não é esse o caminho mais fácil. Em certas situações, como única forma de facilitar as deduções matemáticas, simplesmente ignora-se a diferença entre T_V e T , por ser muito pequena, tratando-se o ar como se fosse seco.

10. Variação vertical da pressão atmosférica.

Uma expressão simples pode ser deduzida para determinar de que modo a pressão atmosférica varia com a altitude (z). Admitindo a condição de equilíbrio hidrostático (equação III.4.2) da atmosfera úmida,

$$dp = -\rho^* g dz$$

e substituindo a massa específica do ar úmido de conformidade com IV.9.10, encontra-se:

$$T_V dp/p = -(gM_a / R) dz. \quad (\text{IV.10.1})$$

Esta expressão é conhecida como a forma diferencial da equação hipsométrica (do grego "hypsos", altura), que descreve a relação entre a pressão (p) e a altitude (z) na atmosfera.

A integração da equação IV.10.1 não pode ser feita diretamente, porque a variação da temperatura virtual com a pressão ou com a temperatura não pode ser descrita analiticamente. Quando dados aerológicos são conhecidos, porém, é sempre possível subdividir a atmosfera em camadas que apresentem uma variação linear de T_V com a altitude. Admitindo que cada uma dessas camadas é limitada pelos níveis de pressão p_1 (base) e p_2 (topo), pode-se aplicar o teorema da média integral e proceder à integração de IV.10.1. Para cada uma delas, sendo T_{VM} a respectiva temperatura média, tem-se:

$$T_{VM} = \int_2^1 d(\ln p) = \int_2^1 (g M_a/R) dz \quad (\text{IV.10.2})$$

em que a mudança do sinal deve-se à inversão dos limites de integração.

O módulo da aceleração da gravidade varia muito pouco com a altitude, nas proximidades da superfície da Terra. Por outro lado, sendo M_a e R constantes, procede-se à integração, resultando:

$$\ln (p_1/p_2) = (gM_a/T_{VM}R) (z_2 - z_1). \quad (\text{IV.10.3})$$

Tomando-se $g = 9,8 \text{ m s}^{-2}$, $R/M_a = 278,04 \text{ g m}^2 \text{ s}^{-2} \text{ K}^{-1}$ e lembrando que, $\ln (X) = 2,303 \log (X)$, para qualquer $X > 0$, pode-se escrever:

$$\Delta z = 67,443 T_{VM} \log (p_1/p_2) \quad (\text{IV.10.4})$$

em que Δz é a variação de altitude entre p_1 e p_2 , obtida em metros quando o valor de T_{VM} é fornecido em graus absolutos.

A equação hipsométrica possibilita calcular a espessura de camadas atmosféricas que possuam perfil de temperatura virtual linear. Evidentemente, as camadas em que essa condição não seja satisfeita, devem ser subdivididas de modo que cada subcamada possa atendê-la. A utilização da equação hipsométrica é muito comum,

nas estações de sondagem atmosférica, para o cômputo do geopotencial de superfícies isobáricas (Varejão-Silva e Sírola, 1974).

É curioso observar que a espessura de camadas atmosféricas com mesmo valor da temperatura virtual média, depende do quociente das pressões reinantes na base (p_1) e no topo (p_2).

11. Água precipitável.

Considere-se uma coluna atmosférica cuja secção reta da base tenha área unitária ($S = 1 \text{ cm}^2$) e que apresente um certo volume (V), função de sua espessura. Se ρ_v designar a umidade específica do ar (IV.6.11), é claro que a massa de vapor d'água presente será:

$$d m_v = \rho_v dV = \rho_v S dz \quad (\text{IV.11.1})$$

em que dz é a diferença de altitude entre o topo e a base da camada atmosférica em questão. Admitindo-se, como de hábito, que a atmosfera está em equilíbrio ($dp = -\rho_v g dz$), tem-se:

$$d m_v = - (\rho_v / \rho) (10^3 S dp/g)$$

O fator 10^3 aparece porque a pressão é expressa em milibares ($1 \text{ mb} = 1000 \text{ dyn cm}^{-2}$). Sendo o quociente ρ_v / ρ a umidade específica (q) e $S=1$, pode-se escrever:

$$d m_v = - (10^3/g) q dp \quad (\text{IV.11.2})$$

Chama-se água precipitável (w) à massa total de vapor d'água existente em uma coluna atmosférica, com área de secção reta unitária ($S = 1 \text{ cm}^2$), que se estenda da superfície até o nível onde não exista mais umidade no ar. Deve-se salientar, porém, que a expressão água precipitável não significa que todo o vapor d'água existente nessa camada irá se condensar e cair à superfície em forma de chuva. Trata-se tão somente de um parâmetro, útil em determinados estudos, como o da absorção da energia solar ao atravessar a atmosfera.

Na prática, a água precipitável (w) é obtida dividindo-se a atmosfera em camadas, de pequena espessura, que apresentem variação linear da umidade específica com a pressão, o que facilita obter o valor médio da umidade específica (q_m) para cada uma delas. Aplica-se, então, a equação IV.11.2, camada à camada. Para uma camada genérica, limitada pelas isóbaras i (inferior) e s (superior), por exemplo:

$$w = \int_i^s dm_v = (10^3/g) \int_i^s q dp.$$

Em outras palavras: sendo 0, 1, 2, ... os níveis de pressão correspondentes aos limites das camadas selecionadas, numerados a partir da superfície (p_0, q_0), o valor de w será

$$w = (10^3/g)\{(q_0 + q_1)(p_0 - p_1)/2 + (q_1 + q_2)(p_1 - p_2)/2 + \dots\}, \quad (\text{IV.11.3})$$

onde $(q_0 + q_1)/2$ indica o valor médio da umidade específica da camada entre as superfícies isobáricas p_0 e p_1 etc.. De uma vez que a aceleração da gravidade (g) é dada em cm s^{-2} e a pressão (p) em $\text{g cm}^{-1} \text{s}^{-2}$, esta equação fornece a água precipitável (w) diretamente em g cm^{-2} .

12. Sondagens atmosféricas.

As prospecções aerológicas destinam-se a obter informações sobre a distribuição vertical da pressão, temperatura, umidade e vento (direção e velocidade), com o objetivo de estudar as propriedades físicas da atmosfera, quanto aos aspectos dinâmico, termodinâmico etc.. Nessas sondagens são normalmente usados aparelhos denominados radiossondas.

Uma radiossonda é um pequeno transmissor de rádio, dotado de sensores de pressão, de temperatura e de umidade, que é lançado na atmosfera, conduzido por um balão de borracha, inflado com gás (hidrogênio ou hélio). A razão ascensional do balão é supostamente conhecida (Fig. IV – 9).

Conectados sucessivamente, de modo automático, os sensores alteram a frequência do sinal emitido, em função da variação da pressão, da temperatura e da umidade relativa reinantes em cada nível, à medida em que a radiossonda vai atravessando a atmosfera. Na superfície, um receptor apropriado analisa continuamente os sinais recebidos e transforma aquelas mudanças de frequência em valores das variáveis observadas.

É evidente que o vento desloca o balão, de modo que a radiossonda não sobe verticalmente. Os dados obtidos não se referem, rigorosamente falando, ao perfil da atmosfera. Caso o vento não seja muito forte, porém, o erro cometido não deve ser significativo, já que, com a elevação, a componente horizontal do gradiente das variáveis observadas normalmente diminui. Isso quer dizer que, a 10 km de altitude, por exemplo, os valores (pressão, temperatura e umidade) observados em um ponto devem ser representativos de uma área bastante ampla, ao mesmo nível.

As radiossondas alcançam cerca de 30 km de altitude (o limite é determinado pela ruptura do balão). A conversão de pressão em altitude é feita identificando-se as camadas em que a temperatura virtual (deduzida a partir da temperatura e da umidade relativa observada a cada nível) varia linearmente com a altura e integrando-se a equação hipsométrica (IV.10.4) para cada uma delas. O receptor está acoplado a um microcomputador que efetua todos os cálculos necessários.



Fig. IV.9 - Radiossondas

A direção e a velocidade do vento são estimadas, indiretamente, empregando-se equipamento que analisa a posição da radiossonda no espaço a pequenos intervalos de tempo.

Dados aerológicos podem ser obtidos, ainda, com o auxílio de balões cativos, de aviões, de foguetes etc.. Os satélites meteorológicos têm sido igualmente utilizados, principalmente com o objetivo de obter informações gerais sobre áreas muito amplas. Destaca-se, em particular, a identificação e monitoramento de perturbações atmosféricas, estimativa de temperatura no topo das nuvens e da superfície, distribuição espacial do vapor d'água, mapeamento de parâmetros etc..

13. Exercícios.

1 - Os seguintes dados encontram-se disponíveis:

temperatura do termômetro de bulbo seco	28,5 °C
temperatura do termômetro de bulbo úmido	21,2 °C
pressão atmosférica	1004,0 hPa

Pede-se determinar: (a) a razão de mistura, (b) a umidade específica, (c) a temperatura do ponto de orvalho, (d) a umidade relativa e (e) a temperatura virtual.

2 - São fornecidos os seguintes dados:

temperatura do termômetro de bulbo seco	24,3 °C
umidade relativa	75 %
pressão atmosférica	1012,0 hPa

Pede-se determinar: (a) a razão de mistura, (b) a umidade específica, (c) a temperatura do ponto de orvalho, (d) a umidade relativa e (e) a temperatura virtual.

3 - São fornecidos os seguintes dados:

temperatura do termômetro de bulbo seco	24,3 °C
temperatura do ponto de orvalho	18,0 °C
pressão atmosférica	1012,0 hPa

Pede-se determinar: (a) a razão de mistura, (b) a umidade específica, (c) a umidade relativa e (d) a temperatura virtual.

4 - Dados coletados às 21 horas (tempo legal local) indicaram umidade relativa de 82%, temperatura do ar de 24,5 °C e pressão atmosférica de 998,3mb. Deseja-se saber, supondo inalterada a pressão e a razão de mistura durante à noite:

- se há possibilidade de ocorrer orvalho, durante a madrugada, caso ocorra um resfriamento de 5 °C;
- qual a umidade relativa no final da madrugada, se o resfriamento for de apenas 3 °C;
- a quantidade de vapor d'água que passaria à fase líquida, por quilograma de ar úmido, caso a temperatura do ar atingis-se 16 °C; e
- a umidade relativa do ar às 22 horas se a temperatura tiver aumentado para 26 °C.

5 - Uma sondagem atmosférica revelou os seguintes valores:

Nível	pressão (hPa)	temperatura (°C)	umidade (%)
0 superfície	1006	26	80
1	980	22	90

Considerando que a temperatura e a umidade variam linearmente com a altitude nessa camada atmosférica, determinar sua espessura.

6 - Usando a curva de saturação, mostrar a dependência da umidade relativa do ar quanto à temperatura.

7 - Uma câmara de controle ambiental indica temperatura de 20 °C e umidade relativa de 90 %. Supondo que a pressão atmosférica é de 980 mb e se mantém inalterada, pede-se determinar à qual temperatura deverá ser ajustada a câmara para que a umidade relativa do ar passe a 70 %.

CAPÍTULO V

RADIAÇÃO.

1. Introdução.

Denomina-se radiação, ou energia radiante, à energia que se propaga sem necessidade da presença de um meio material. O termo radiação é igualmente aplicado para designar o próprio processo de transferência desse tipo de energia.

A verdadeira natureza da radiação ainda é objeto de permanente investigação científica no âmbito da Física Moderna. Dependendo da experiência que for conduzida, a energia radiante ora revela uma natureza corpuscular (fóton), ora se comporta como uma onda eletromagnética. Na escala subatômica as propriedades ondulatória e corpuscular coexistem e se completam.

O aspecto ondulatório é o que interessa à Meteorologia. Sob a ótica ondulatória, a radiação, se caracteriza pelo comprimento de onda (λ), ou pela frequência de oscilação (ν). O comprimento de onda é definido como a distância que separa duas cristas consecutivas; a frequência pelo número de cristas que passa por um ponto de referência, na unidade de tempo. O comprimento de onda é normalmente expresso em centímetros ou em micra ($1\text{Å} = 10^{-4}\text{ cm}$) e a frequência em ciclos por segundo, ou Hertz (Hz).

O produto do comprimento de onda (λ) pela frequência (ν) da radiação é igual à velocidade de propagação da luz no vácuo (c):

$$c = \nu \lambda \quad (\text{V.1.1})$$

sendo $c = 2,997925 \times 10^{10}\text{ cm s}^{-1}$ (Yavorsky e Detlaf, 1979). Essa relação mostra que é fácil transformar frequência em comprimento de onda e vice-versa.

São conhecidas radiações com comprimento de onda que variam desde 10^{-10} cm (raios gama) até cerca de 10^7 cm (ondas longas de rádio). Ao conjunto de to-

das elas denomina-se espectro eletromagnético.

Apenas as radiações de comprimentos de onda compreendidos entre 0,36 e 0,74 μ podem ser detectadas pelo olho humano, constituindo a faixa visível do espectro eletromagnético ou luz visível (Fig. V.1). Dentro dessa faixa, a vista humana consegue diferenciar as seguintes cores:

Violeta	0,36 a 0,42 μ ;
Índigo-azul	0,42 a 0,49 μ ;
Verde	0,49 a 0,54 μ ;
amarelo	0,54 a 0,59 μ ;
laranja	0,59 a 0,65 μ ;
vermelho	0,65 a 0,74 μ .

Esses intervalos são arbitrários e aproximados, pois não há limites nítidos entre as cores. A transição entre cores vizinhas se dá de maneira gradual, como se pode verificar em um arco-íris.

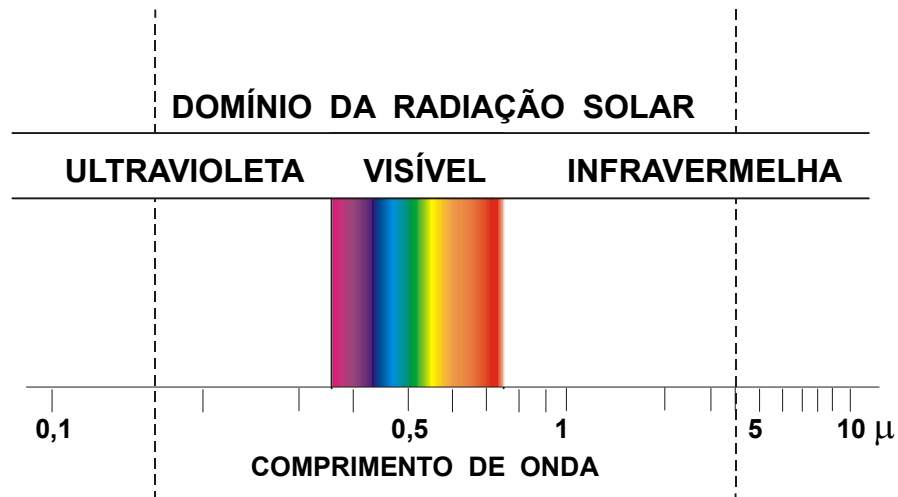


Fig. V.1 - Espectro eletromagnético.

As radiações com comprimento de onda superior a 0,74 μ , por apresentarem frequência menor que a da luz vermelha, são ditas infravermelhas. Por outro lado, àquelas cujo comprimento de onda é inferior a 0,36 μ (frequência superior à da luz violeta) chamam-se ultravioletas. O espectro eletromagnético fica, assim, subdividido em três regiões, ou faixas: ultravioleta, visível e infravermelha (Fig. V.1).

1.1 - Efeito da radiação sobre as plantas.

O efeito que a radiação exerce sobre as plantas varia conforme o comprimento de onda. Segundo Chang (1968), radiações com comprimento de onda:

- até 0,28 μ , provocam rapidamente a morte das plantas (ultravioleta);
- de 0,28 a 0,40 μ , são bastante nocivas até 0,32 μ e acima desse limite provocam inibição do crescimento (ultravioleta e violeta);
- de 0,40 a 0,51 μ , têm acentuada absorção pela clorofila e xantofila (correspondem, aproximadamente, às cores índigo e azul);
- de 0,51 a 0,61 μ , abrangendo praticamente as cores verde e amarela, exercem pouca influência no processo fotossintético;
- de 0,61 a 0,72 μ , coincidem aproximadamente com as cores laranja e vermelha e possuem acentuada ação fotossintética;
- de 0,72 a 1,0 μ , interferem na elongação, floração, coloração dos frutos e germinação das sementes;
- acima de 1 μ , ao que se sabe, não exercem nenhum papel especial. Quando absorvidas são usadas nos processos bioquímicos.

O caso da alface (*Lactuca sativa*) ilustra bem o efeito da radiação sobre a germinação de sementes fotossensíveis. Ao serem submetidas à energia radiante de comprimento de onda em torno de 0,73 μ , as sementes de alface têm sua germinação inibida. Essa inibição é sustada quando as mesmas sementes são expostas à radiação com cerca de 0,66 μ de comprimento de onda (Felippe, 1969). A situação pode ser revertida repetidas vezes, alterando-se apenas o comprimento de onda da radiação incidente.

1.2 - Absorção e emissão de energia radiante.

Todo corpo cuja temperatura esteja acima de 0 K emite e absorve radiação (Princípio de Prevot).

Para que se possa compreender melhor a absorção e a emissão de energia eletromagnética deve-se partir da estrutura atômica. Em um átomo, os elétrons assumem características vibratórias específicas, cada qual correspondendo a um estado de energia muito bem definido. O mais baixo deles constitui o estado fundamental, os demais são ditos excitados. Quanto maior for o grau de excitação de um elétron, mais afastada do núcleo estará a sua "esfera vibratória" e maior sua energia. No entanto, um elétron não pode assumir qualquer estado de excitação. Assim, apenas certos níveis discretos de energia são possíveis.

A passagem de um elétron excitado de um nível de energia (E_2) para o ime-

diatamente inferior (E_1) só acontece se houver emissão de uma pequena (mas finita) quantidade de radiação, chamada *quantum* (ΔE). A quantidade de energia emitida é diretamente proporcional à frequência (ν) da radiação produzida durante essa mudança de nível:

$$\Delta E = E_2 - E_1 = h \nu \quad (\text{V.1.1})$$

sendo $h = 6,63 \times 10^{-34}$ J s (a constante de Planck).

De modo inteiramente análogo, a passagem do elétron de um estado de excitação (E_1) para outro (E_2), imediatamente superior, implica a absorção da mesma quantidade de radiação (ΔE) consumida no processo inverso. O estado de excitação pode ser tão elevado a ponto de provocar a liberação do elétron, transformando o átomo em um íon, fenômeno conhecido como fotoionização.

A absorção e a emissão radiativas não estão apenas associadas à transição de estados de energia de elétrons. São definidos, também, outros níveis energéticos (igualmente discretos, ou "quantizados") relacionados com a vibração e a rotação dos átomos que integram as moléculas. Esses movimentos são provocados basicamente pelo deslocamento dos respectivos núcleos. Apenas moléculas bipolares apresentam níveis de transição rotacionais (Beiser, 1969). A absorção de energia radiante pode ser suficiente para romper a molécula, liberando os átomos, processo chamado fotodissociação. As possíveis interações entre uma molécula, ou um átomo, e um fóton estão ilustradas na Fig. V.2.

A energia necessária para provocar fotoionização, excitação dos elétrons e fotodissociação está associada a radiações de frequência muito elevada (região ultravioleta e visível do espectro). A energia envolvida nas transições entre estados vibracionais das moléculas é menor, correspondendo às radiações de menor frequência, pertencentes à região do infravermelho próximo (comprimento de onda entre 8×10^{-5} e 4×10^{-4} cm). No caso das transições rotacionais, a energia necessária é ainda menor, envolvendo as radiações de baixa frequência da região do infravermelho e microondas (de comprimento de onda entre 10^{-2} e 10^2 cm).

De acordo com a teoria quântica, cada substância é capaz de absorver e de emitir radiação em apenas determinados comprimentos de onda, dependendo do estado de agregação molecular em que se encontre. De fato, o comportamento radiativo de uma substância na fase gasosa difere bastante do observado na fase líquida ou sólida.

2. Grandezas radiativas e unidades de medida.

2.1 - Fluxo, irradiância e emitância.

Denomina-se de fluxo de radiação (F_e) à quantidade de energia radiante (Q_e) recebida, transmitida ou emitida por unidade de tempo, ou seja:

$$F_e = dQ_e / dt \quad (V.2.1)$$

A unidade recomendada internacionalmente para exprimir o fluxo radiativo é o watt (W):

$$1 \text{ W} = 1 \text{ J s}^{-1} = 10^7 \text{ ergs s}^{-1}.$$

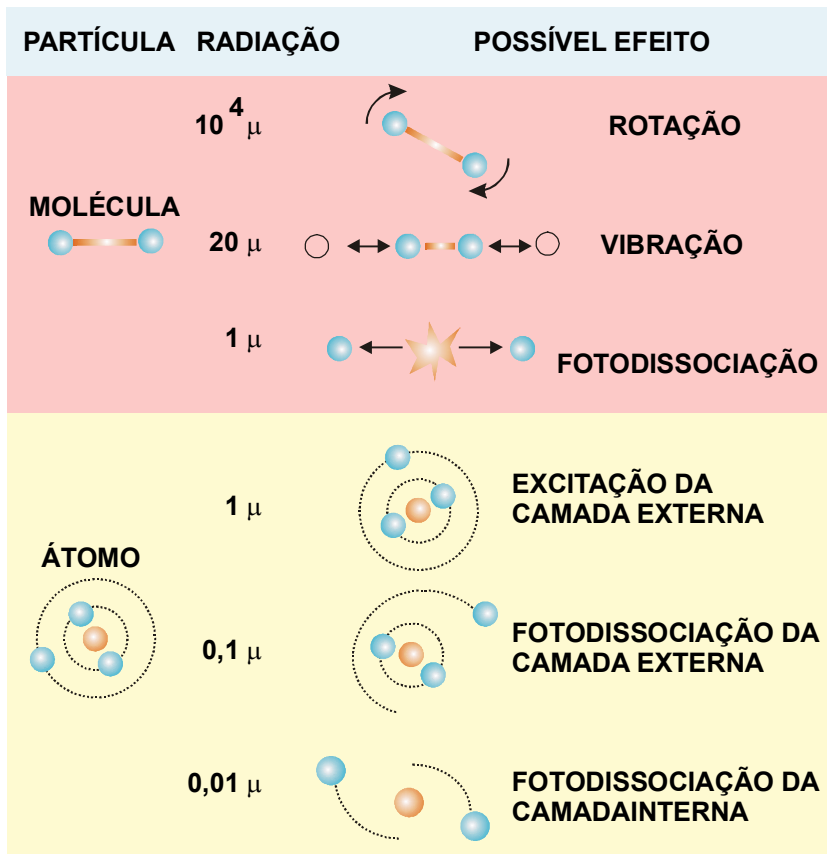


Fig. V.2 - Esquema das possíveis interações entre a radiação e a matéria (molécula ou átomo), segundo Goody e Walker (1975).

Mas, ainda é usual o emprego da caloria por minuto (cal min^{-1}).

$$1 \text{ cal} = 4,18684 \times 10^{-7} \text{ ergs} = 4,18684 \text{ J.}$$

Ao fluxo de radiação por unidade de área costuma-se chamar densidade de fluxo radiante. As unidades radiativas mais comuns e os respectivos fatores de conversão são mostrados na Tabela V.1.

TABELA V.1

UNIDADES RADIATIVAS E FATORES DE CONVERSÃO.

1 QUANTIDADE DE RADIAÇÃO POR UNIDADE DE ÁREA (dQ/dA)

Unidade	J cm^{-2}	cal cm^{-2}	mWh cm^{-2}
1 J m^{-2}	10^{-4}	$2,39 \times 10^{-5}$	$2,78 \times 10^{-5}$
1 erg cm^{-2}	10^{-7}	$2,39 \times 10^{-8}$	$2,78 \times 10^{-8}$
1 mWh cm^{-2}	3,6	0,861	1
1 cal cm^{-2}	4,19	1	1,163

2 FLUXO DE RADIAÇÃO POR UNIDADE DE ÁREA ($d^2Q/dAdt$)

Unidade	mW cm^{-2}	cal $\text{cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$
1 erg $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	10^{-4}	$1,433 \times 10^{-6}$
1 W m^{-2}	0,1	$1,433 \times 10^{-3}$
1 mW cm^{-2}	1	0,01433
1 cal $\text{cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$	69,8	1

FONTE: O.M.M. (1971).

Diferentes termos são freqüentemente empregados para designar a mesma variável radiativa, o que é inconveniente. A Organização Meteorológica Mundial (O.M.M., 1971), numa tentativa de unificar a terminologia e os símbolos associados, recomenda a todos os países membros a adoção das seguintes grandezas:

- a emitância (M_e), definida como o fluxo emitido por unidade de área (A), ou seja,

$$M_e = dF_e/dA = d^2Q_e / (dAdt); e \quad (\text{V.2.2})$$

- a irradiância (E_e), representando o fluxo incidente por unidade de área, ou,

$$E_e = dF_e/dA = d^2Q_e / (dAdt). \quad (V.2.3)$$

Para exprimir a irradiância (E_e) e a emitância (M_e) utiliza-se o Watt por metro quadrado ($W m^{-2}$), ou a caloria por centímetro quadrado por minuto ($cal cm^{-2} min^{-1}$). Alguns autores empregam o termo *langley* (ly) para indicar $cal cm^{-2}$; neste caso M_e e E_e são expressos em $ly min^{-1}$.

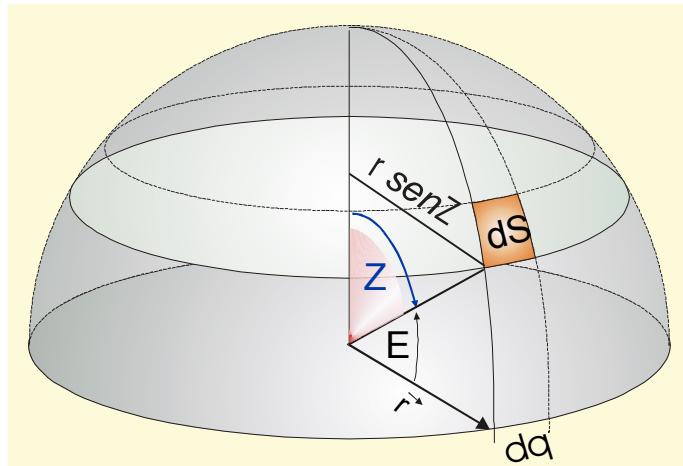


Fig. V.3 - Elemento infinitesimal de área (dS) localizado à superfície de uma esfera de raio r : $dS = r^2 \sin Z dZ d\theta = r^2 \cos E dE d\theta$

2.2 - Intensidade de radiação.

Para definir intensidade de radiação torna-se necessário introduzir o significado de ângulo sólido, extensão tridimensional do conceito de ângulo plano. Sendo E , θ e r as coordenadas esféricas de um ponto genérico, situado na superfície de uma esfera (Fig. V.3), um elemento infinitesimal dessa superfície corresponde a:

$$dS = (r \cos E d\theta)(r dE) = r^2 \cos E dE d\theta \quad (V.2.4)$$

Admita-se, inicialmente, o caso em que um observador está situado no centro da esfera transparente (a abóbada celeste, por exemplo) em cuja superfície projeta-se o disco solar, por exemplo. O elemento de área (dS) desse disco subtende um elemento de ângulo sólido ($d\omega$) que, por definição, é dado por ($Z = E - 90^\circ$):

$$d\omega = dS/r^2 = \cos E \, dE \, d\theta = \sin Z \, dZ \, d\theta \quad (\text{V.2.5})$$

Geometricamente, o ângulo sólido (ω), subentendido por uma área S , situada na superfície de uma esfera de raio r , representa a projeção daquela área sobre outra esfera de raio unitário, concêntrica à primeira.

Considere-se, agora, o caso mais geral do elemento de área (dS) não se encontrar sobre a esfera em cuja origem (O) está o observador (Fig. V.4). Nessas circunstâncias é preciso levar em conta, não dS , mas sua projeção (dA) sobre aquela esfera. Sendo \vec{S} o versor perpendicular ao elemento de área dS e \vec{r} o versor perpendicular a dA , tem-se:

$$dA = (\vec{S} \cdot \vec{r}) dS = dS \cos \beta$$

em que β designa o ângulo entre os citados versores. O elemento de área dA subentende o mesmo ângulo sólido ($d\omega$) que dS (Fig. V.4).

A unidade de ângulo sólido é o esterorradiano (st). Um hemisfério, cuja área é $2\pi r^2$, representa um ângulo sólido de 2π st. De fato:

$$\omega = A/r^2 = 2\pi r^2/r^2 = 2\pi \text{ st.} \quad (\text{V.2.6})$$

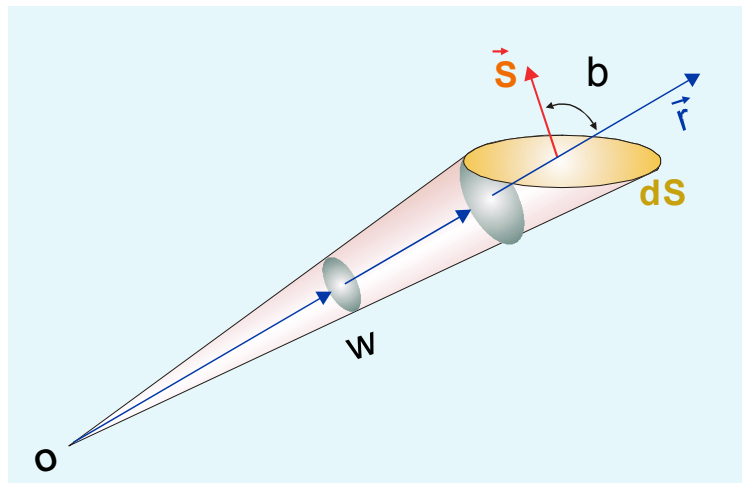


Fig. V.4 - Elemento de ângulo sólido ($d\omega$) subentendido (na superfície de uma esfera de raio unitário) pelo elemento de área genérico (dS), visto por um observador situado no ponto O .

Define-se intensidade da energia radiante (I_e) como o fluxo de radiação por unidade de ângulo sólido:

$$I_e = dF_e/d\omega. \quad (V.2.7)$$

Por outro lado, à grandeza

$$L_e = dI_e/dA = d^2 F_e/(dS \cos\beta d\omega) \quad (V.2.8)$$

chama-se radiância e traduz a intensidade de energia por unidade de área normal à direção da propagação.

Finalmente, define-se irradiação (D_e) como a integral temporal da irradiância, ou seja:

$$D_e = \int E_e dt \quad (V.2.9)$$

expressa em $J m^{-2}$ (ou $cal cm^{-2}$).

3. Coeficientes de absorção, reflexão e transmissão.

As grandezas anteriormente definidas podem se referir a todo o espectro eletromagnético, ou somente a uma parte dele. Muitas vezes são aplicadas para um intervalo infinitesimal de comprimentos de onda, ao qual se denomina de linha espectral. Neste caso, fala-se em fluxo monocromático, intensidade monocromática etc.. O termo "monocromático" é empregado sem nenhuma alusão à faixa espectral visível, referindo-se apenas a uma dada linha do espectro, cujos limites se situam entre λ e $\lambda + \Delta \lambda$.

Quando uma certa quantidade de radiação monocromática (Q_λ) incide sobre um corpo, pode ser parcialmente refletida ($Q_{r\lambda}$), parcialmente absorvida ($Q_{a\lambda}$) e parcialmente transmitida ($Q_{t\lambda}$) através dele. O princípio da conservação de energia permite estabelecer que:

$$Q_{r\lambda} + Q_{a\lambda} + Q_{t\lambda} = Q$$

Dividindo todos os termos dessa expressão por Q_λ tem-se:

$$a_\lambda + r_\lambda + t_\lambda = 1, \quad (V.3.1)$$

onde a_λ , r_λ e t_λ representam, respectivamente, os coeficientes de absorção, reflexão e transmissão da substância considerada, em relação à energia radiante de comprimento de onda (λ) dado. Os valores desses coeficientes dependem do comprimento de onda da radiação. Na prática costuma-se estabelecer esses coeficientes considerando todo o intervalo da radiação visível. Nesse caso particular, o coeficiente de reflexão é denominado albedo.

4. Leis da radiação.

4.1 - Corpo negro.

No estudo da radiação é conveniente considerar como modelo um corpo absorvente perfeito, ou seja, que apresente $a_\lambda = 1$ para qualquer comprimento de onda. A este modelo, apenas conceitual (não existe na natureza), chama-se corpo negro.

Embora seja uma abstração física, o corpo negro tem uma importância fundamental pois, em algumas faixas da região infravermelha do espectro, muitos corpos reais atuam como se fossem um corpo negro. Então, o comportamento radiativo desses corpos pode ser simulado através do comportamento radiativo do corpo negro, que é conhecido.

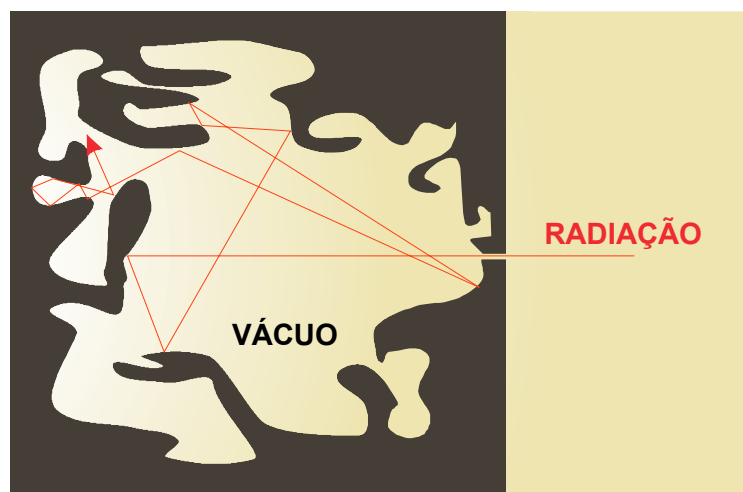


Fig. V.5 - Concepção do comportamento do corpo negro: o orifício de uma cavidade de paredes adiabáticas e rugosas, mantida sob vácuo, em estado de equilíbrio radiativo.

Pode-se fazer uma idéia do comportamento de um corpo negro imaginando-se uma cavidade de paredes adiabáticas (não se deixam atravessar pelo calor) e superfície interna bastante rugosa, colocada em um ambiente onde se fez vácuo (Fig. V.5). Essa cavidade dispõe de um pequeno orifício, através do qual um certo fluxo de radiação de comprimento de onda apropriado penetra na cavidade. Em seu interior, a radiação incidente sofre um número de reflexões tão grande que termina sendo totalmente absorvida pelas paredes. Mantendo-se contínuo o fluxo radiativo, a absorção resultante provocaria o gradual aquecimento das paredes da cavidade que, por serem adiabáticas, não permitiriam nenhuma troca de calor com o ambiente. Tenderia a ocorrer uma situação em que as próprias paredes da cavidade, devido ao aquecimento crescente, passariam a emitir radiação de mesmo comprimento que a incidente. Algum tempo depois seria atingido um regime permanente, quando o orifício iria deixar-se atravessar por um fluxo de radiação emergente (provocado pela irradiância das paredes internas), exatamente igual ao incidente e de mesmo comprimento de onda. Em relação ao ambiente, o orifício atuaria como se fosse um corpo negro (agindo como absorvente perfeito e, simultaneamente, como um perfeito emissor), em relação à energia eletromagnética do comprimento de onda selecionado.

Numa situação mais geral, em que a intensidade da irradiância fosse exatamente igual à da emitância para todos os comprimentos de onda e em qualquer direção, o campo radiativo seria perfeitamente isotrópico. A essa situação chama-se equilíbrio radiativo, que implica o equilíbrio termodinâmico.

4.2 - Lei de Kirchhoff.

Em 1859, Gustav Kirchhoff sugeriu que, sob condição de equilíbrio radiativo, o quociente entre a emitância monocromática ($M_{e\lambda}$) de um corpo e seu correspondente coeficiente de absorção (a_λ), dependia apenas do comprimento de onda (λ) e da temperatura absoluta (T), ou seja (Coulson, 1975):

$$M_{e\lambda} / a_\lambda = E(\lambda, T) \quad (V.4.1)$$

onde $E(\lambda, T)$ é uma função, cuja forma só veio a ser conhecida 40 anos mais tarde, normalmente chamada emissividade monocromática e que traduz a emitância por unidade de comprimento de onda. Kirchhoff notou que a função $E(\lambda, T)$ não dependia do corpo, mas apenas da temperatura e do comprimento de onda (Godske *et al.*, 1957).

A expressão anterior parece, à primeira vista, indicar uma simples proporcionalidade. Analisando-a com mais cuidado, porém, verifica-se que, se o coeficiente de absorção monocromática for nulo ($a_\lambda = 0$), deve-se ter, forçosamente, $M_{e\lambda} = 0$. De

fato, se $M_{e\lambda}$ pudesse ser diferente de zero quando a_λ fosse nulo, então a energia emitida por unidade de área, de tempo e de comprimento de onda $[E(\lambda, T)]$ seria paradoxalmente infinita. A condição imposta (de que a_λ e $M_{e\lambda}$ tendam simultaneamente para 0) revela que, se um corpo não absorve energia radiante em um dado comprimento de onda, ele também não emite nesse mesmo comprimento e vice-versa.

Tal comportamento somente só foi inteiramente compreendido após o desenvolvimento da teoria quântica. No caso específico do corpo negro, tem-se, por definição, $a_\lambda = 1$, para qualquer comprimento de onda. Verifica-se, então, que:

$$M_{e\lambda} = E(\lambda, T). \quad (\text{V.4.2})$$

Então, a função $E(\lambda, T)$ é a emitância monocromática do corpo negro (expressa em $\text{cal cm}^{-2} \text{min}^{-1} \mu^{-1}$ ou $\text{W m}^{-2} \mu^{-1}$) a qual, sob uma dada temperatura, é a máxima possível qualquer que seja o comprimento de onda.

A aplicabilidade da Lei de Kirchhoff pressupõe satisfeita a condição de equilíbrio radiativo. Uma das características desse equilíbrio é, como se viu, que haja isotropia do campo radiativo. Na atmosfera, o campo radiativo, no tocante à radiação solar direta (vinda diretamente do disco solar), não é isotrópico (sua intensidade varia com a direção), não sendo possível aplicar a Lei de Kirchhoff ao estudá-lo. No entanto, o campo da radiação difusa (resultante do espalhamento da energia solar pela atmosfera), dependendo de condições instantâneas e localizadas, pode aproximar-se bastante da situação isotrópica, o mesmo acontecendo no tocante à radiação de grande comprimento de onda. Coulson (1975) enfatiza que, dentro deste contexto instantâneo e localizado, pode-se empregar a Lei de Kirchhoff à atmosfera, assumindo-se a condição de equilíbrio radiativo para a radiação de ondas longas e, em alguns casos, para a componente difusa da radiação solar global (ver seção 6, adiante).

4.3 - Lei de Stefan-Boltzman.

Em 1879, Josef Stefan mostrou experimentalmente que a radiação emitida pelo corpo negro em todos os comprimentos de onda (emitância total) era proporcional à quarta potência de sua temperatura absoluta. Ludwig Boltzman, em 1884, chegou à comprovação teórica dessa proporcionalidade, através da Termodinâmica (Coulson, 1975).

A expressão analítica que traduz a Lei de Stefan-Boltzman, para o corpo negro, é a seguinte:

$$M_e = \int M_{e\lambda} d\lambda = \int E(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4 \quad (\text{V.4.3})$$

onde σ é a chamada constante de Stefan-Boltzman. Em Meteorologia adota-se, de acordo com List (1971):

$$\sigma = 8,132 \times 10^{-11} \text{ cal. cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \text{ K}^{-4} = 5,6697 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}. \quad (\text{V.4.4})$$

Admite-se que a emitância dos corpos reais pode ser expressa como uma fração da emitância do corpo negro (máxima). Assim,

$$M_e = \varepsilon \sigma T^4, \quad (\text{V.4.5})$$

sendo ε o fator de proporcionalidade, conhecido como coeficiente de emissividade (Tabela V.2) do corpo em questão.

O parâmetro ε traduz grau de "enegrecimento" do corpo (Sellers, 1965), ou seja, o quanto sua emitância se aproxima da do corpo negro. Valores de M_e para o corpo negro a diferentes temperaturas figuram na Tabela V.3.

TABELA V.2

COEFICIENTE DE EMISSIVIDADE (ε) PARA ALGUMAS SUPERFÍCIES

Superfícies Diver- sas	ε	Superfícies de Folhas	ε
água	0,92 a 0,96	algodão	0,96 a 0,97
areia molhada	0,95	cana	0,97 a 0,98
areia seca	0,89 a 0,90	feijão	0,93 a 0,94
gelo	0,82 a 0,995	fumo	0,97 a 0,98
solo molhado	0,95 a 0,98	milho	0,94 a 0,95

FONTES: Sellers (1965); Montheith (1975).

4.4 - Leis de Wien.

No princípio da última década do Século XIX os resultados experimentais mostravam que, para cada temperatura (T), devia haver um determinado comprimento de onda (λ_m) correspondente ao máximo da função $E(\lambda, T)$. Então, λ_m é a abscissa do ponto onde se verifica a máxima emissividade à temperatura selecionada.

TABELA V.3

EMITÂNCIA DO CORPO NEGRO EM FUNÇÃO DA TEMPERATURA.

t °C	cal cm ⁻² min ⁻¹	W m ⁻²	t °C	cal cm ⁻² min ⁻¹	W m ⁻²
-10	0,390	271,92	20	0,601	418,77
-9	0,396	276,08	21	0,609	424,52
-8	0,402	280,28	22	0,617	430,32
-7	0,408	284,53	23	0,626	436,18
-6	0,414	288,83	24	0,634	442,10
-5	0,421	293,18	25	0,643	448,08
-4	0,427	297,58	26	0,651	454,12
-3	0,433	302,03	27	0,660	460,23
-2	0,440	306,52	28	0,669	466,39
-1	0,446	311,07	29	0,678	472,62
0	0,453	315,67	30	0,687	478,90
1	0,459	320,32	31	0,696	485,25
2	0,466	325,01	32	0,705	491,52
3	0,473	329,76	33	0,714	498,14
4	0,480	334,57	34	0,724	504,68
5	0,487	339,42	35	0,733	511,29
6	0,494	344,33	36	0,743	517,96
7	0,501	349,29	37	0,753	524,69
8	0,508	354,30	38	0,762	531,49
9	0,515	359,37	39	0,772	538,36
10	0,523	364,49	40	0,782	545,29
11	0,530	369,67	41	0,792	552,29
12	0,538	374,90	42	0,802	559,35
13	0,545	380,17	43	0,813	566,48
14	0,553	385,53	44	0,823	573,69
15	0,561	390,92	45	0,833	580,96
16	0,569	396,38	46	0,844	588,29
17	0,576	401,89	47	0,854	595,70
18	0,584	407,46	48	0,865	603,18
19	0,592	413,09	49	0,876	610,73

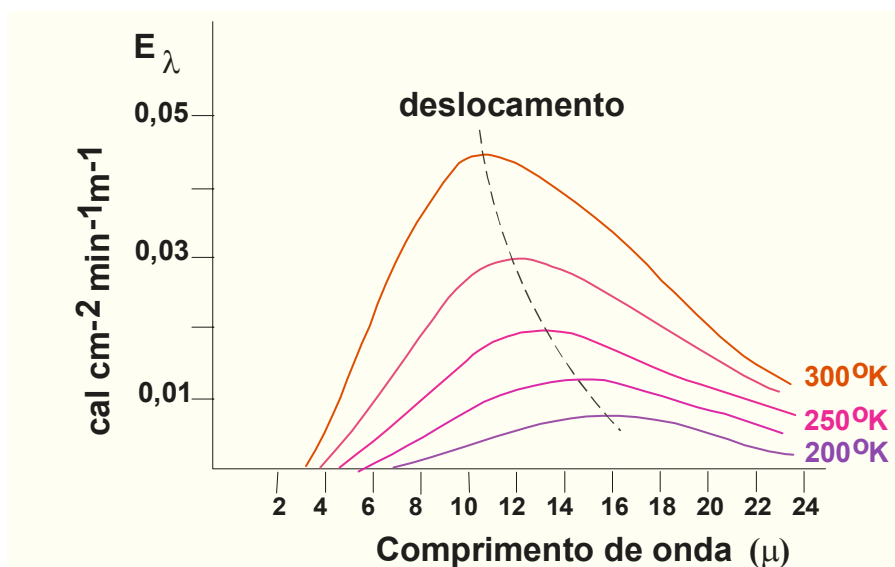


Fig. V.6 - Curvas correspondentes à emitância monocromática do corpo negro $E(\lambda, T)$, vendo-se o deslocamento do máximo na direção do ultravioleta quando a temperatura (K) aumenta.

Em 1894, Wilhelm Wien concluiu que:

$$T \lambda_m = 2897 \mu K \quad (V.4.6)$$

A última equação expressa a Lei do deslocamento de Wien, de vez que exprime o deslocamento do máximo da função $E(\lambda, T)$ ao longo do eixo das abscissas. A equação V.4.6 evidencia que, quando a temperatura aumenta, o valor de λ_m diminui (Fig. V.6). Fisicamente essa equação revela que, quanto maior a temperatura da superfície emissora, mais se aproximará do ultravioleta o comprimento da radiação emitida com maior intensidade. Caso a temperatura da superfície emissora venha a diminuir esse deslocamento acontecerá na direção do infravermelho. Daqui se infere que, qualquer corpo luminoso que venha progressivamente a se resfriar, deixará de emitir luz visível

(exatamente o que se percebe com um pedaço de arame que, após aquecido até à incandescência, é retirado do fogo).

Em 1898, Wien chegou à conclusão que o máximo de $E(\lambda, T)$, isto é, a ordenada correspondente a λ_m , deveria ser proporcional à quinta potência da temperatura absoluta do corpo negro. Desse modo,

$$E(\lambda_m, T) = KT^5 \quad (\text{V.4.7})$$

é a Segunda Lei de Wien, onde K é um fator de proporcionalidade.

4.5 - Lei de Planck.

Até o final do Século XIX, a forma da função $E(\lambda, T)$ continuava a ser o maior desafio científico enfrentado pelos pesquisadores dessa área do conhecimento humano. Algumas relações conhecidas atendiam a determinadas faixas espectrais, porém, revelavam-se um verdadeiro fiasco quando aplicadas às outras. Isto sugeria que se tratava de relações particulares, válidas apenas em situações especiais, que deveriam obedecer a uma fórmula mais geral.

Naquela época, Planck já vinha discordando da Física Clássica, então vigente, que admitia a emissão e a absorção de energia radiante como funções contínuas. Planck imaginou que a radiação era absorvida e emitida em pequenas, porém discretas, quantidades, denominadas *quanta*. A partir dessa idéia simples (o modelo quântico), conseguiu demonstrar, em 1900, a forma da função $E(\lambda, T)$:

$$E(\lambda, T) = \frac{2\pi c^2}{\lambda^5} \left(\frac{1}{e^{hc/k\lambda T} - 1} \right) \quad (\text{V.4.8})$$

onde, como de hábito, T(K) indica a temperatura da superfície emissora de radiação (corpo negro) e $\pi = 3,14159$. Os demais símbolos representam constantes que têm os seguintes valores aproximados:

$$\begin{aligned} c &= 2,99793 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-2}, \text{ é a velocidade de propagação da luz no vácuo;} \\ h &= 6,6256 \times 10^{-27} \text{ erg s}, \text{ é a constante de Planck;} \\ k &= 1,3805 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}, \text{ é a constante de Boltzman.} \end{aligned}$$

Fazendo,

$$\begin{aligned} C_1 &= 2\pi hc^2 = 3,7415 \times 10^{-16} \text{ W m}^2 \\ &= 3,7415 \times 10^{-5} \text{ ergs cm}^2 \text{ s}^{-1} \\ &= 5,3618 \times 10^{-11} \text{ cal cm}^2 \text{ min}^{-1} \end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned} C_2 &= hc/k = 1,4388 \times 10^{-2} \text{ m K} \\ &= 1,4388 \text{ cm K} \\ &= 1,4388 \times 10^4 \text{ } \mu \text{ K,} \end{aligned}$$

pode-se colocar a equação de Planck sob a forma:

$$E(\lambda, T) = C_1 \lambda^{-5} \{ \exp[(C_2/(\lambda T)) - 1] \}^{-1} \quad (\text{V.4.9})$$

onde \exp indica a função exponencial (e^x). Em sua aplicação as unidades devem ser escolhidas de modo a tornar $C_2 / (\lambda T)$ adimensional. Para o comprimento de onda expresso em micra e a temperatura em graus absolutos, esta equação fornece a emitância monocromática do corpo negro em $\text{cal cm}^{-2} \text{min}^{-1} \mu^{-1}$, quando $C_1 = 5,3618 \times 10^{-11} \text{ cal cm}^{-2} \text{min}^{-1}$ e $C_2 = 1,4388 \times 10^4 \mu \text{ K}$.

5. Conseqüências da fórmula de Planck.

Torna-se ilustrativo mostrar que as leis de Stefan-Boltzman e de Wien são conseqüências da fórmula de Planck.

5.1 - Comprovação da Lei de Stefan-Boltzman.

Considere-se X uma nova variável, definida como $X = C_2 / (\lambda T)$, de onde resulta, para T constante, $dX = -[C_2 / (2\lambda T)] d\lambda$. Exprimindo a equação de Planck em função de X e integrando-a tem-se:

$$M_e = - \{C_1 T^4 / C_2^4\} \int_0^\infty X^3 [e^X - 1]^{-1} dX.$$

Do desenvolvimento do termo $[e^X - 1]^{-1}$ em série resulta
 $[e^X - 1]^{-1} = e^{-X} + e^{-2X} + e^{-3X} \dots$
 e, por conseguinte,

$$M_e = - \{C_1 T^4 / C_2^4\} \int_0^\infty X^3 [e^{-X} + e^{-2X} + e^{-3X} \dots] dX.$$

Entretanto, sabe-se do Cálculo Integral que:

$$\int_0^\infty X^3 e^{-nX} dX = e^{-nX} [X^3/n + 3X^2/n^2 + 6X/n^3] - (6/n^4)e^{-nX}.$$

Observando os limites de integração (0, ∞), verifica-se que, para qualquer valor de n inteiro e positivo, o primeiro termo da primitiva é nulo; o segundo difere de zero apenas para $X = 0$. Então,

$$M_e = \{6C_1 T^4 / C_2^4\} [1/1^4 + 1/2^4 + 1/3^4 + \dots].$$

O fator $1 + 1/2^4 + 1/3^4 + \dots = 1,08232 = \pi^4/90$. Fazendo as operações indicadas, tendo-se em mente os valores das constantes, vem:

$$M_e = 5.6696 T^4 \text{ W m}^{-2}$$

$$M_e = 8.1249 \times 10^{-11} T^4 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}.$$

que é a equação de Stefan-Boltzman (V.4.5). As constantes diferem um pouco daquelas usadas em Meteorologia [$5.673 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ e $8.132 \times 10^{-11} \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1} \text{ K}^{-4}$, respectivamente, conforme List (1971)], provavelmente por causa da aproximação usada no cômputo de C_1 e C_2 quanto aos valores de h , c e k .

5.2 - Comprovação das leis de Wien.

Para obter o máximo da função de Planck deve-se igualar a zero sua derivada em relação a λ . Tomando, ainda, $X = C_2 / (\lambda T)$, tem-se:

$$dE(\lambda, T)/d\lambda = C_1 \lambda^{-5} \{ - (e^X - 1)^{-2} (-C_2 \lambda^{-2} T^{-1} e^X) \} - 5C_1 \lambda^{-6} (e^X - 1)^{-1}.$$

Arranjando convenientemente,

$$dE(\lambda, T)/d\lambda = E(\lambda, T) C_2 e^X \{ T^2 (e^X - 1) \}^{-1} - 5/\lambda.$$

Igualando a expressão anterior a zero, λ passa a ser λ_m : o comprimento de onda que corresponde ao máximo da função $E(\lambda, T)$. Por outro lado, como $E(\lambda_m, T)$ não é nulo, vem:

$$C_2 e^X \{ T \lambda_m^2 (e^X - 1) \} - 5/\lambda_m = 0$$

onde x agora equivale a $C_2/T\lambda_m$. Para facilitar os cálculos pode-se colocar essa expressão na forma:

$$e^X / (e^X - 1) = 5/x.$$

Por tentativa, procura-se o valor de X que satisfaz essa igualdade, verificando-se ser 4,9652, aproximadamente. Desse modo, encontra-se que $\lambda_m T = 2898 \mu \text{ K}$, que é praticamente a equação de Wien (V.4.6).

Para provar a Segunda Lei de Wien é suficiente dividir ambos os membros da equação de Planck por T^5 , colocando-a sob a forma

$$E(\lambda, T)/T^5 = C_1 (\lambda T)^{-5} \{ \exp[(C_2/\lambda T) - 1] \}^{-1}.$$

Para um valor fixo de T , tem-se $\lambda = \lambda_m$ (como estabui a Primeira Lei de Wien) e todo o membro da direita torna-se uma constante, comprovando a veracidade da

equação V.4.7.

6. Origem da radiação solar.

O Sol emite radiação em praticamente todos os comprimentos de onda, embora 99,9% da energia vinda do Sol se situe na faixa compreendida entre 0,15 e 4,0 μ de comprimento de onda, por isto mesmo conhecida como domínio da radiação solar (Fig. V.1). Dentro desse intervalo, cerca de 52% da radiação solar que atinge a superfície da Terra está na faixa espectral do infravermelho, 44% na do visível e 4% na do ultravioleta (Lemon, 1965).

A energia solar que, num dado instante e local, atinge a superfície terrestre é chamada de radiação global. A radiação global pode ser dividida em duas componentes:

- a radiação direta, que provém diretamente do disco solar, quando este se mostra total ou parcialmente visível; e
- a radiação difusa, resultante da ação de espalhamento da atmosfera e que atinge o local considerado após ter sofrido um ou mais desvios.

Evidentemente, caso o disco solar esteja oculto, a radiação global que alcança o observador é exclusivamente difusa. Na situação mais comum, porém, ela é a soma das duas contribuições mencionadas.

Atualmente, acredita-se que a energia solar é originada de reações termonucleares, capazes de produzir um núcleo de hélio (partícula alfa) a partir de quatro núcleos de hidrogênio (prótons), usando o carbono e o nitrogênio como elementos intermediários e que são restaurados no final da reação (à semelhança de catalisadores). Por isso, a quantidade de carbono e nitrogênio existente no Sol não deve se alterar com o tempo (em decorrência do processo de gênese da energia).

Na formação de uma partícula alfa (massa de $6,644 \times 10^{-24}$ g) pela união de quatro prótons (massa de $4 \times 1,672 \times 10^{-24}$ g), verifica-se uma redução de massa de $0,044 \times 10^{-24}$ g, a qual foi transformada em energia. Assim, a energia liberada (E) no processo de formação de uma partícula alfa pode ser calculada, empregando-se a conhecida equação de Einstein:

$$E = m c^2. \quad (V.6.1)$$

onde m designa a massa e c a velocidade de propagação da luz no vácuo. Vê-se que é produzida energia equivalente a $3,96 \times 10^{-5}$ ergs por cada núcleo de hélio formado. Mas, como somente 0,66% da massa total de quatro prótons se convertem em energia em cada reação, torna-se claro que apenas 0,66% da massa total de

prótons existente no Sol é passível de tal transformação (Robinson, 1966).

As estimativas sugerem que o Sol perde cerca de $4 \times 10^{-12} \text{ g s}^{-1}$ (ou 5×10^{-22} de sua massa total atual por segundo). Se for aceito que a massa de prótons do Sol corresponde a, pelo menos, 50% de sua massa total (Tabela V.4), o que é uma hipótese demasiadamente pessimista, suas reservas lhe permitiriam assegurar ao sistema solar o atual fluxo energético por muitos milênios ainda.

A reação anteriormente descrita se processa na parte central do Sol, onde a temperatura é estimada em 20×10^6 graus e a pressão em 10^9 atmosferas. A partir dali a energia gerada se propagaria até a superfície do Sol (fotosfera), onde a temperatura média é da ordem de 6000 K e a pressão alcança 0,01 at, percorrendo centenas de milhares de quilômetros. Atingindo a superfície, a energia difunde-se para o espaço como radiação.

A fotosfera solar não possui luminosidade uniforme. Apresenta áreas mais brilhantes (mais quentes) disseminadas num fundo de menor brilho (menos aquecido). As porções mais brilhantes da fotosfera são classificadas em grânulos e fáculas. Os grânulos são 40% mais brilhantes que a zona adjacente, ocupam cerca de 35% da fotosfera, têm diâmetro oscilando entre 400 e 1000 km e duram apenas poucos minutos. As fáculas, muito maiores, têm brilho 10% superior ao da zona circunvizinha e persistem por aproximadamente 30 minutos. Em geral, as fáculas circundam zonas mais escuras, cuja temperatura é da ordem de 4300 a 4500 K (Robinson, 1966): as manchas solares.

TABELA V.4

CARACTERÍSTICAS DO SOL.

Raio médio	$6,960 \times 10^{10} \text{ cm}$
Massa	$1,989 \times 10^{33} \text{ g}$
Volume	$1,414 \times 10^{33} \text{ cm}^3$
Densidade média	$1,404 \text{ g cm}^{-3}$
Gravidade à superfície	$2,740 \times 10^4 \text{ cm s}^{-2}$
Período de rotação no equador	24,65 dias
Composição em % de massa:	
Hidrogênio	75,00
Hélio	24,25
Outros constituintes.	0,75

FONTES: Vorontson-Vieliaminov (1974); Coulson (1975)

A quantidade, o tamanho e a duração das manchas solares variam com o tempo. Quando o número de manchas aumenta além do normal, o Sol é dito ativo, já que elas intensificam o fluxo de partículas liberadas para o espaço; caso contrário o

Sol é considerado calmo. De acordo com o que se conhece no momento, parece haver um ciclo de aproximadamente 11 anos entre as épocas de máxima atividade solar (Tabela V.5).

TABELA V.5

MÉDIA ANUAL DO NÚMERO DE MANCHAS SOLARES DIÁRIAS
(em destaque os valores máximos)

ANO	N.º	ANO	N.º	ANO	N.º
1900	9,5	1933	5,7	1966	47,0
1901	2,7	1934	8,7	1967	93,8
1902	5,0	1935	36,1	1968	105,9
1903	24,4	1936	79,7	1969	105,5
1904	42,0	1937	114,4	1970	104,5
1905	63,5	1938	109,6	1971	66,6
1906	53,8	1939	88,8	1972	68,9
1907	62,0	1940	67,8	1973	38,0
1908	48,5	1941	47,5	1974	34,5
1909	43,9	1942	30,6	1975	15,5
1910	18,6	1943	16,3	1976	12,6
1911	5,7	1944	9,6	1977	27,5
1912	3,6	1945	33,2	1978	92,5
1913	1,4	1946	92,6	1979	155,4
1914	9,6	1947	151,6	1980	154,6
1915	47,4	1948	136,3	1981	140,4
1916	57,1	1949	134,7	1982	115,9
1917	103,9	1950	83,9	1983	66,6
1918	80,6	1951	69,4	1984	45,9
1919	63,6	1952	31,5	1985	17,9
1920	37,6	1953	13,9	1986	13,4
1921	26,1	1954	4,4	1987	29,4
1922	14,2	1955	38,0	1988	100,2
1923	5,8	1956	141,7	1989	157,6
1924	16,7	1957	190,2	1990	142,6
1925	44,3	1958	184,8	1991	145,7
1926	63,9	1959	159,0	1992	94,3
1927	69,0	1960	112,3	1993	54,6
1928	77,8	1961	53,9	1994	29,9
1929	64,9	1962	37,6	1995	17,5
1930	35,7	1963	27,9	1996	8,6
1931	21,2	1964	10,2		
1932	11,1	1965	15,1		

Imediatamente acima da fotosfera há uma camada relativamente mais fria (temperatura em torno de 5300 K), por isso mesmo chamada camada de inversão.

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

Por fora fica a cromosfera, ou coroa solar, avermelhada, visível por ocasião dos eclipses e de espessura muito irregular. É constituída de hélio e hidrogênio, submetidos a temperaturas da ordem de um milhão de graus. Nela verificam-se erupções solares muito intensas, denominadas *flares*, que duram poucos minutos e são responsáveis pela emissão de fabulosas quantidades de energia para o espaço (plasma).

O contínuo fluxo de partículas subatômicas emanadas do Sol é conhecido como vento solar. A presença de manchas solares e de *flares* intensifica o vento solar, causando tempestades magnéticas na Terra, que perturbam a ionosfera, ensejando o aparecimento de auroras polares e provocando transtornos nas comunicações radiofônicas.

7. Constante solar.

Em seu movimento de translação, a Terra alternadamente se afasta e se aproxima do Sol. Por essa razão, o fluxo de energia solar que é interceptado por este planeta muda ao longo do ano. Com o objetivo de obter um padrão que servisse como termo de referência à análise da variação daquele fluxo, estabeleceu-se a constante solar.

Denomina-se constante solar à quantidade de energia proveniente do Sol que, na unidade de tempo, é interceptada por uma superfície plana, de área unitária, perpendicular à direção dos raios solares e situada, fora da influência da atmosfera, a uma distância do Sol igual à distância média Terra-Sol.

Como se depreende, a constante solar equivale à irradiância em uma área normal à direção da propagação da energia solar, que seria observada, imediatamente acima da atmosfera, quando a Terra estivesse à distância média do Sol. Alguns autores preferem adotar a expressão "topo da atmosfera" para indicar que não há absorção atmosférica alguma. Essa terminologia generalizou-se por permitir uma definição mais resumida, muito embora se saiba que a atmosfera não tem qualquer limite superior no sentido físico.

A determinação do valor exato da constante solar tem sido objeto de muitas investigações, resultando aproximações cada vez mais realistas. No princípio os valores eram estimados a partir de observações feitas à superfície terrestre, aplicando-se correções para compensar a absorção atmosférica, especialmente na faixa espectral ultravioleta. Posteriormente foram usados balões, aviões, foguetes e satélites. No presente momento o valor mais aceito é:

$$J_0 = 1,98 \pm 0,02 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}. \quad (\text{V.7.1})$$

O erro indicado deve ser debitado mais às imperfeições normais dos métodos de medição do que às eventuais variações do fluxo radiante, motivadas por alterações na atividade do Sol. Medidas realizadas com o satélite NIMBUS 6 revelaram 1392 W m^{-2} ou $1,995 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ (Gruber, 1977), que praticamente coincide com o valor sugerido por F. S. Johnson, em 1954, isto é: $2,00 \pm 2\% \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ (Coulson, 1975). Neste texto será adotado o valor dado em V.7.1.

Como se viu, a constante solar é definida em função da distância média Terra-Sol (D_m) e traduz a irradiância normal acima da atmosfera quando essa distância é atingida. No caso da Terra não se encontrar à distância média do Sol, mas a uma distância qualquer (D), a irradiância fora da atmosfera poderá ser facilmente calculada admitindo que a energia produzida pelo Sol se distribui uniformemente no espaço. Utilizando o princípio de conservação de energia verifica-se que a quantidade total de radiação que atinge a superfície interna da esfera de diâmetro D_m ($J_o \pi D_m^2$) deve ser igual àquela que chega em outra esfera de diâmetro D , já que não há meio absorvente entre elas. Assim, se E_e designar a irradiância na superfície dessa última, $J_o \pi D_m^2 = E_e \pi D^2$. Portanto, sendo $R = D/D_m$,

$$E_e = J_o [D_m/D]^2 = J_o / R^2. \quad (\text{V.7.2})$$

Aqui R designa o módulo do raio vetor da Terra, tomado a partir do centro do Sol, expresso em unidades da distância média Terra-Sol (I.6.2). O fator $1/R^2 = [D_m/D]^2$ representa, portanto, a correção que deve ser aplicada à constante solar (J_o) para que se obtenha o verdadeiro valor da irradiância (E_e) fora da atmosfera, na data particular que se deseja (na qual a Terra se encontra a uma certa distância D do Sol).

Valores de $1/R^2$ constam da Tabela V.6 para o primeiro dia de cada mês. Note-se que, para aplicações meteorológicas, a distância Terra-Sol é considerada constante ao longo de um dia.

TABELA V.6

FATOR DE CORREÇÃO ($1/R^2$) PARA CÁLCULO DA
IRRADIÂNCIA NORMAL NA AUSÊNCIA DA ATMOSFERA

DATA	$1/R^2$	DATA	$1/R^2$
1 jan.	1,0353	1 jul.	0,9684
1 fev.	1,0299	1 ago.	0,9705
1 mar.	1,0185	1 set.	0,9818
1 abr.	1,0028	1 out.	0,9987
1 mai.	0,9850	1 nov.	1,0151
1 jun.	0,9725	1 dez.	1,0285

8. Espectro da radiação solar.

Em primeira aproximação, costuma-se aceitar que a superfície do Sol irradia aproximadamente como um corpo negro à temperatura de cerca de 6000 K. Tenha-se em conta, porém, que as leis da radiação foram obtidas para a condição ideal de equilíbrio radiativo (que implica equilíbrio termodinâmico) o qual, rigorosamente falando, não se verifica naquela estrela. A presença de *flares*, *fáculas*, manchas solares etc., denuncia perturbações de diferentes magnitudes e evidencia que a emissão radiativa pelo Sol deve ser mais complexa que a preconizada pelo modelo do corpo negro. Uma hipótese mais refinada seria aceitar que cada uma das diferentes formações vistas no Sol emite como um corpo negro à respectiva temperatura. O espectro de emissão do Sol seria o conjunto de todas essas contribuições, tornando-se necessariamente bem mais complicado que o previsto para um corpo negro emitindo à temperatura média da fotosfera.

A Fig. V.7 contém as curvas da distribuição espectral da energia solar antes e depois de atravessar a atmosfera terrestre (nível médio do mar), além da que descreve a emissão do corpo negro a 6000 K, devidamente corrigida em função da distância Terra-Sol. Essas curvas representam a quantidade de energia captada, para cada intervalo infinitesimal de comprimento de onda, por uma superfície unitária plana e perpendicularmente disposta em relação à direção da propagação.

A curva de emissão radiativa do Sol (Fig. V.7) difere da do corpo negro, no tocante à radiação de pequeno comprimento de onda, sendo a segunda apenas uma estimativa da primeira. A integração da curva que corresponde à radiação incidente antes de atravessar a atmosfera traduz a constante solar ($1,98 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$); a integração da curva que espelha a radiação que atinge uma superfície unitária, normal à direção de propagação e situada ao nível médio do mar, quando a distância Terra-Sol assume seu valor médio, equivale a cerca de $1,36 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. A diferença é motivada por perdas decorrentes da absorção e reflexão por constituintes atmosféricos.

A análise da curva que representa a radiação recebida ao nível médio do mar (Fig. V.7) mostra a ausência quase completa de energia ultravioleta (comprimento de onda inferior a 32μ), absorvida pelo oxigênio e pelo ozônio na atmosfera superior. O oxigênio também absorve radiação em torno $0,69$ e de $0,76\mu$; o ozônio tem uma pequena faixa de absorção centrada em $9,5\mu$ (Fig. V.8).

As demais irregularidades observadas na curva da radiação recebida ao nível médio do mar (Fig. V.7) devem-se à absorção do gás carbônico e do vapor d'água. A atuação do CO_2 ocorre nas linhas espectrais centradas em $1,4$, $1,6$, $2,0$, $2,7$, $4,8$ e $5,2\mu$, bem como nas faixas de $4,2$ a $4,4$ e de $13,4$ a $17,4\mu$. O vapor d'água se mostra particularmente ativo nas linhas de $0,72$, $0,81$, $0,94$, $1,13$, $1,87$ e $3,2 \mu$, assim como nas faixas espectrais de $4,5$ a $7,5\mu$ e acima de 19μ (Rosemberg, 1974). Há outros

constituintes do ar que absorvem radiação solar mas o fazem em quantidades praticamente sem importância.

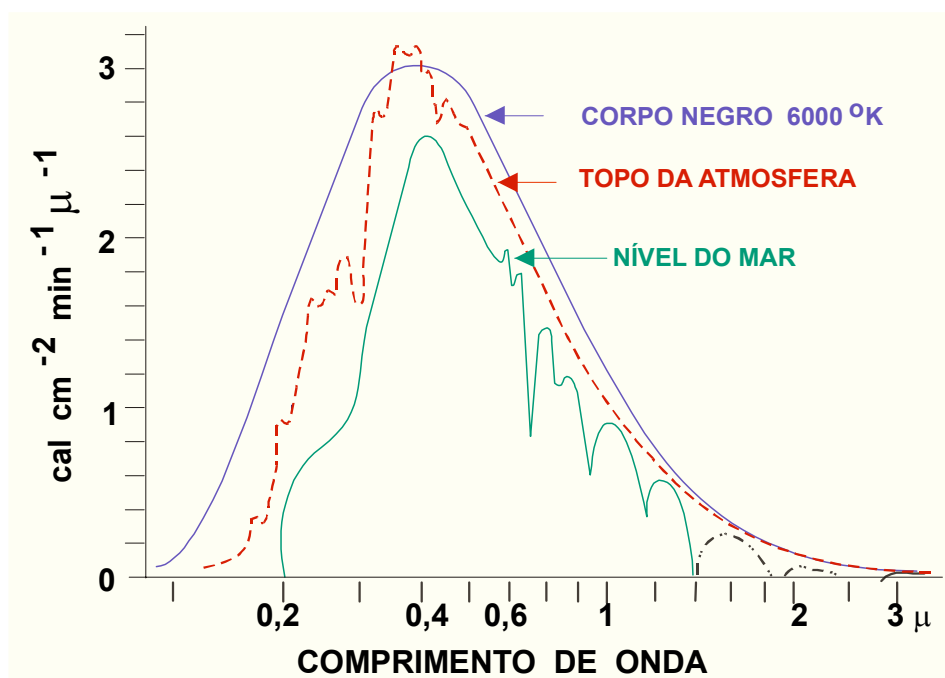


Fig. V.7 - Distribuição espectral da radiação solar no "topo da atmosfera" e ao nível médio do mar, comparadas com a da emissão do corpo negro a 6000 K (corrigida para compensar a distância média Terra-Sol).

A ação conjunta do ozônio, do gás carbônico e do vapor d'água praticamente cobre toda a região espectral do infravermelho, exceto uma estreita faixa compreendida entre 8 e 11,5 μ , chamada "janela atmosférica", onde praticamente não há absorção alguma. Radiações situadas nesse intervalo de comprimentos de onda atravessam livremente a atmosfera.

9. Irradiância na ausência da atmosfera.

De um modo geral não se está apenas interessado em saber a irradiância normal à direção da propagação da energia solar. Em muitas aplicações deseja-se conhecer a irradiância em relação a uma superfície plana e horizontal (tangente à superfície do globo), ou com uma inclinação qualquer. Serão abordados ambos os

casos, porém sem levar em conta os efeitos decorrentes da presença da atmosfera.

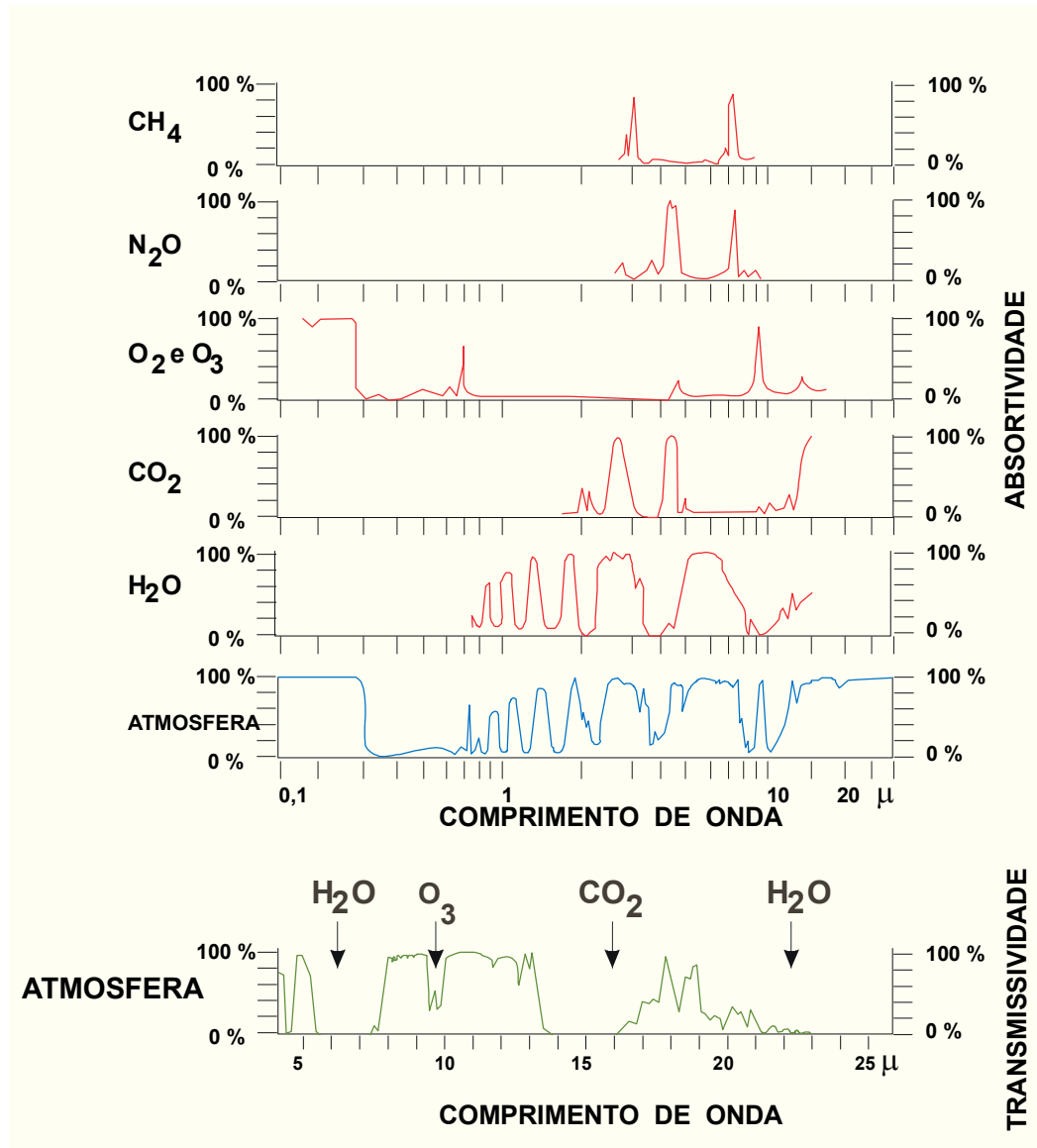


Fig. V.8 - Porcentagem da radiação solar que é absorvida (acima) e transmitida (abaixo) por constituintes da atmosfera.

9.1 - Superfície horizontal.

A energia solar que atinge a uma superfície plana e horizontal, localizada fora da influência da atmosfera, depende da latitude (ϕ), bem como da declinação (δ) e do ângulo zenital (Z) do Sol no instante que se considere. Se A_H indicar uma área unitária dessa superfície e A_N designar a área correspondente ao rebatimento de A_H sobre o plano perpendicular à direção da propagação dos raios solares (considerados paralelos), em um dado instante (t), tem-se:

$$A_N = A_H \cos Z. \quad (V.9.1)$$

Por outro lado, de acordo com o princípio da conservação da energia, o fluxo de radiação (dQ_O/dt) que passa pela superfície unitária A_H deve ser exatamente o mesmo que atravessa A_N , já que não há meio absorvente entre elas. Assim, tendo em conta o resultado obtido em V.7.2, pode-se concluir que:

$$A_H(dQ_O/dt) = A_N(J_o/R^2).$$

Substituindo essa relação na equação V.9.1, encontra-se

$$dQ_O/dt = (J_o/R^2)\cos Z. \quad (V.9.2)$$

Utilizando a expressão para o cálculo do ângulo zenital do Sol (I.8.2), pode-se escrever:

$$dQ_O/dt = (J_o/R^2)(\sin\phi \sin\delta + \cos\phi \cos\delta \cosh) \quad (V.9.3)$$

em que h é o ângulo horário.

A expressão precedente permite determinar a irradiância em uma superfície horizontal, situada fora da influência da atmosfera. Normalmente precisa-se conhecer a energia total que incide sobre a superfície horizontal durante um dado intervalo de tempo (t_0 a t_1), em que a declinação (δ) e o fator de correção (R) sejam aproximadamente constantes, tem-se:

$$Q_O = (J_o/R^2) \int_{t_0}^{t_1} (\sin\phi \sin\delta + \cos\phi \cos\delta \cosh) dt.$$

A inevitável mudança da variável de integração se faz lembrando que o módulo do vetor velocidade angular de rotação da Terra (Ω) é dado por:

$$\Omega = dh/dt = 2\pi/\text{dia} = 2\pi/24 \text{ horas} = 2\pi/1440 \text{ minutos}.$$

Por conseguinte, escolhendo-se o intervalo de tempo de um dia:

$$Q_0 = -(1440 J_0 / \pi R^2) \int_{h_2}^{h_1} (\sin\phi \sin\delta + \cos\phi \cos\delta \cosh) dh. \quad (\text{V.9.4})$$

onde h_2 e h_1 significam os valores do ângulo horário, correspondentes aos instantes inicial e final desejados, respectivamente. O sinal negativo indica apenas que o sentido de rotação da Terra (de oeste para leste) é oposto ao do movimento aparente diário do Sol (de leste para oeste). Assim, se a integração for feita do nascimento (+H) ao ocaso (-H) do Sol, obtém-se (invertendo os limites de integração):

$$Q_0 = -(1440 J_0 / \pi R^2) \int_{-H}^{+H} (\sin\phi \sin\delta + \cos\phi \cos\delta \cosh) dh.$$

pois $H > 0$ pela manhã e $H < 0$ à tarde. Integrando, resulta:

$$Q_0 = (1440 J_0 / \pi R^2) (H \sin\phi \sin\delta + \cos\phi \cos\delta \cos H) \quad (\text{V.9.5})$$

que fornece Q_0 em $\text{cal cm}^{-2} \text{ dia}^{-1}$ quando a constante solar for dada em $\text{cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. Note-se que, no termo $H \sin\phi \sin\delta$, H deve ser expresso em radianos.

Estimativas de Q_0 , para diferentes latitudes, referentes ao dia mais representativo do valor médio de cada mês figuram na Tabela V.7. Para sua elaboração a constante solar (J_0) foi tomada como $1,98 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$.

A análise da Tabela V.7 evidencia que, para latitudes afastadas do equador, os maiores valores de Q_0 acontecem no verão e os menores no inverno, como deveria ser esperado. Na zona equatorial, porém, os máximos estão condicionados pelos equinócios e os mínimos pelos solstícios. A amplitude anual de Q_0 aumenta com o valor absoluto da latitude (Fig. V.9).

9.2 - Superfície inclinada.

Seja S uma superfície plana, com uma inclinação I em relação ao plano do horizonte local, apresentando um azimute A e situada fora da influência da atmosfera. A inclinação I é o ângulo compreendido entre o versor vertical local (\vec{P}) e o versor normal à superfície (\vec{S}); o azimute (A'), que traduz a orientação da superfície, é o ângulo que a projeção do versor \vec{S} sobre o plano do horizonte forma com o versor norte \vec{N} (Fig.V.10). A posição do Sol, no instante considerado, é definida pelo versor \vec{C} .

Utilizando o mesmo raciocínio empregado para obter a equação V.9.2, verifica-se que o fluxo de energia solar que atravessa a unidade de área da superfície inclinada é dado por:

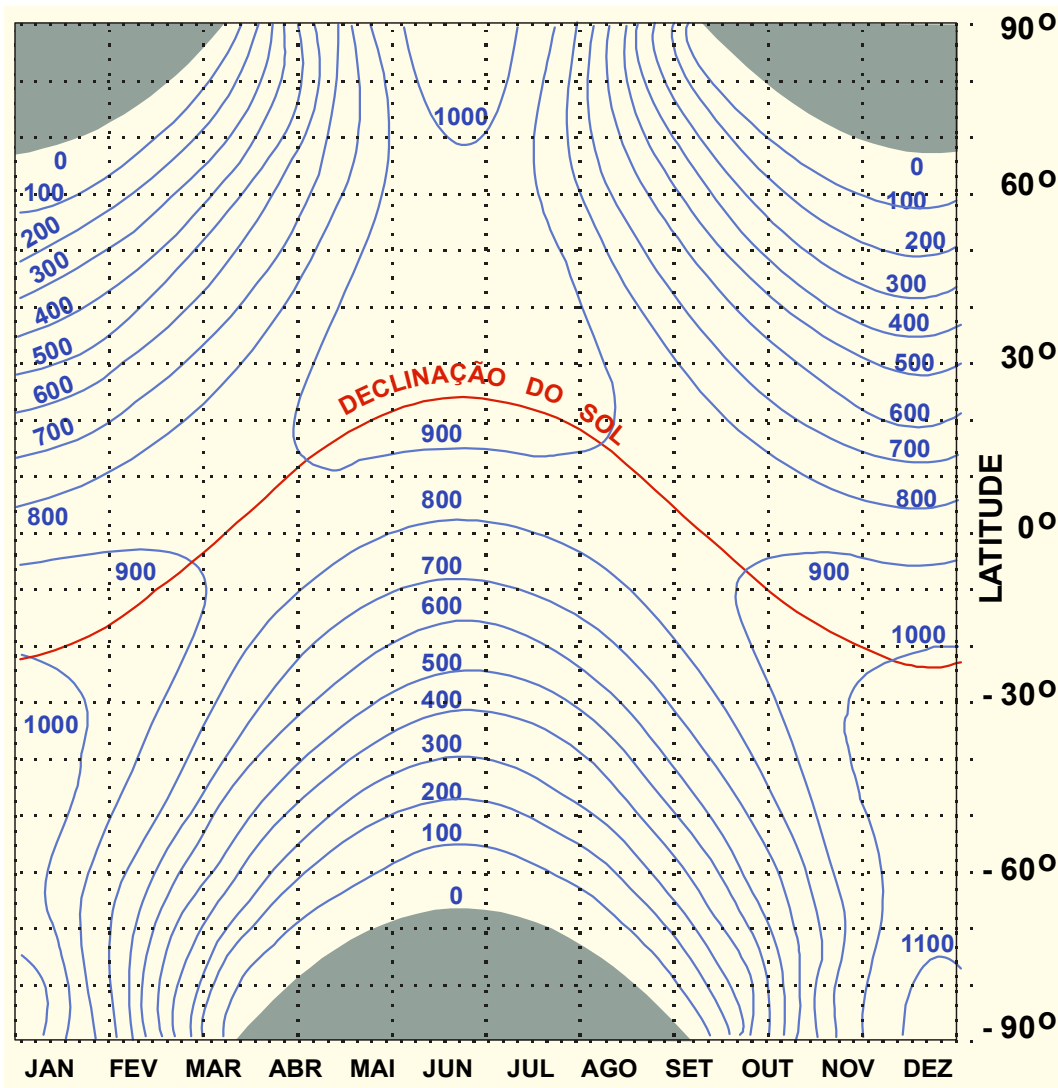


Fig. V.9 - Radiação solar (em cal cm⁻² dia⁻¹) incidente em uma superfície plana e horizontal, fora da influência da atmosfera, adotando-se para a constante solar 1,94 cal cm⁻² min⁻¹ (List, 1971).

$$dQ_i/dt = (J_o/R^2) \cos Z' \quad (V.9.6)$$

sendo Z' o ângulo zenital do Sol com relação àquela superfície (compreendido entre os vetores \vec{S} e \vec{C}). A integração da equação V.9.6 requer que Z' seja posto em termos de grandezas conhecidas.

TABELA V.7
 RADIAÇÃO SOLAR (em cal cm⁻² dia⁻¹) INCIDENTE SOBRE SUPERFÍCIE
 HORIZONTAL, FORA DA INFLUÊNCIA DA ATMOSFERA, EM DATA
 REPRESENTATIVA DE CADA MÊS.

LAT	17 JAN	16 FEV	16 MAR	15 ABR	15 MAI	11 JUN	17 JUL	16 AGO	15 SET	15 OUT	14 NOV	10 DEZ
+ 5	838	883	911	904	870	847	852	880	900	888	848	821
+ 4	848	889	913	901	863	838	844	875	900	892	857	832
+ 3	858	896	915	898	856	829	836	870	899	896	865	843
+ 2	867	901	916	894	849	820	827	864	898	900	873	853
+ 1	877	907	917	890	841	810	819	858	896	904	881	863
0	877	907	917	890	841	810	819	858	896	904	881	863
- 1	886	913	918	886	833	801	810	852	895	907	889	873
- 2	895	918	918	881	825	791	801	846	893	911	897	882
- 3	903	923	919	877	817	781	792	840	891	914	904	892
- 4	911	927	918	872	808	771	782	833	889	916	911	901
- 5	920	932	918	866	799	761	772	826	886	919	918	910
- 6	928	936	917	861	790	750	763	819	883	921	924	919
- 7	935	940	917	855	781	740	752	811	880	922	930	927
- 8	943	943	915	849	772	729	742	804	876	924	936	935
- 9	950	946	914	843	762	718	732	796	873	925	942	943
-10	957	949	912	836	752	706	721	788	869	926	948	951
-11	963	952	910	830	742	695	710	779	864	927	953	959
-12	970	955	908	823	732	684	699	771	860	927	958	966
-13	976	957	905	815	722	672	688	762	855	928	963	973
-14	982	959	902	808	711	660	677	753	850	927	967	980
-15	987	960	899	800	700	648	665	744	845	927	971	986
-16	993	962	896	792	689	636	654	735	839	926	975	993
-17	998	963	892	784	678	623	642	725	833	925	979	999
-18	1003	963	888	776	667	611	630	715	827	924	982	1005
-19	1007	964	884	767	655	598	618	705	821	923	985	1010
-20	1012	964	879	758	644	586	605	695	815	921	988	1016
-21	1016	964	875	749	632	573	593	685	808	919	991	1021
-22	1019	964	870	740	620	560	581	674	801	917	993	1025
-23	1023	963	864	730	608	547	568	663	793	914	995	1030
-24	1026	962	859	720	595	534	555	652	786	911	997	1034
-25	1029	961	853	710	583	520	542	641	778	908	998	1038
-26	1032	960	847	700	570	507	529	630	770	905	1000	1042
-27	1035	958	841	690	558	493	516	618	762	901	1001	1046
-28	1037	956	834	679	545	480	503	607	753	897	1001	1049
-29	1039	954	827	669	532	466	489	595	745	893	1002	1052
-30	1041	951	820	658	519	453	476	583	736	888	1002	1055
-31	1042	949	813	647	506	439	463	571	727	884	1002	1057
-32	1043	946	805	635	493	425	449	559	717	879	1002	1060
-33	1044	942	797	624	479	411	435	546	708	873	1001	1062
-34	1045	939	789	612	466	397	422	534	698	868	1000	1063
-35	1046	935	781	600	452	383	408	521	688	862	999	1065

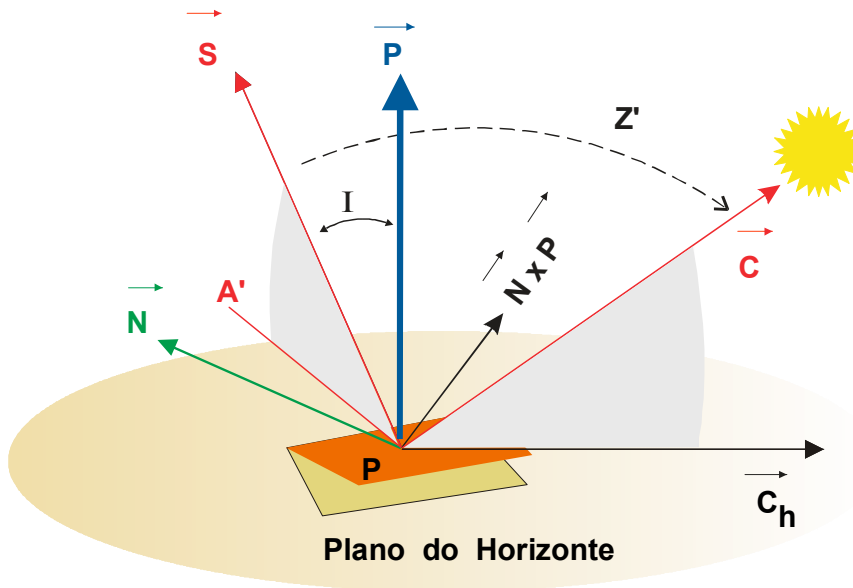


Fig. V.10 - Referencial local centrado em um ponto genérico (P) da superfície terrestre, com o sentido dos eixos x, y e z dirigidos para leste, norte (\vec{N}) e zênite (\vec{P}), respectivamente. O vetor \vec{S} é normal a uma superfície plana que apresenta uma dada inclinação (I) em relação ao plano do horizonte e um certo azimute (A').

Para esse fim, deve-se ter em mente que, por definição de produto escalar,

$$\cos Z' = \vec{S} \cdot \vec{C}. \quad (\text{V.9.7})$$

A questão, portanto, se resume em exprimir \vec{S} em função de suas componentes ao longo das direções leste ($\vec{N} \wedge \vec{P}$), norte (\vec{N}) e vertical (\vec{P}), tendo em mente as componentes dos vetores \vec{P} , \vec{C} e \vec{N} , obtidas no Capítulo I (equações I.8.1), quais sejam:

$$\vec{P} = \cos\phi \operatorname{senh} \vec{i} + \cos\phi \operatorname{cosh} \vec{j} + \operatorname{sen}\phi \vec{k}$$

$$\vec{C} = 0 \vec{i} + \cos\delta \vec{j} + \operatorname{sen}\delta \vec{k}$$

$$\vec{N} = -\operatorname{sen}\phi \operatorname{senh} \vec{i} - \operatorname{sen}\phi \operatorname{cosh} \vec{j} + \cos\phi \vec{k}$$

Agora, levando em consideração os ângulos que \vec{S} forma com os eixos coordenados do referencial local, verifica-se que:

$$\vec{S} = \operatorname{sen}l \cos A' \vec{N} \wedge \vec{P} + \operatorname{sen}l \operatorname{sen} A' \vec{N} + \cos l \vec{P} \quad (\text{V.9.8})$$

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

Resolvendo a igualdade anterior e aplicando-a na expressão V.9.7, pode-se constatar que:

$$\cos Z' = \cos l \cos Z + \sin l \cos A' \sinh \cos \delta + \sin l \cos A' (\cos \phi \sin \delta - \sin \phi \cos \delta \cosh).$$

Sendo A e Z o azimute e o ângulo zenital do Sol, respectivamente,

$$\cos Z' = \cos l \cos Z + \sin l \sin Z \cos(A-A'). \quad (\text{V.9.9})$$

Dessa maneira, a expressão V.9.6 passa à forma:

$$dQ_i/dt = (J/R^2)[\cos l \cos Z + \sin l \sin Z \cos(A-A')] \quad (\text{V.9.10})$$

que coincide com V.9.2 quando $l = 0$ (superfície horizontal).

A integração da equação anterior deve ser feita do "nascimento" ao "ocaso" do Sol em relação à superfície inclinada. Note-se que esses eventos dependem da orientação (azimute) e da inclinação da superfície. Para uma superfície vertical voltada para leste, por exemplo, o Sol nasce quando surge no plano do horizonte local e se põe após cruzar o plano do meridiano (meio-dia solar verdadeiro).

Os ângulos horários correspondentes ao nascimento (H_n) e ao ocaso (H_o) do Sol quando se consideram superfícies inclinadas, não coincidem com aqueles válidos no caso particular de superfícies horizontais. Explicitando os termos que dependem do ângulo horário (h) na expressão V.9.10, verifica-se que ela pode assumir o seguinte aspecto:

$$dQ_i/dt = (J_o/R^2)(X \cosh + Y \sinh + W) \quad (\text{V.9.11})$$

Uma vez fixada a data, a latitude, a inclinação e o azimute da superfície, X, Y e W são constantes que traduzem as seguintes relações:

$$X = \cos \delta (\cos l \cos \phi - \sin l \sin \phi \cos A')$$

$$Y = \sin l \sin A' \cos \delta$$

$$W = \sin \delta (\cos l \sin \phi + \sin l \cos \phi \cos A').$$

Os valores de H_n e H_o são obtidos igualando-se a zero o fluxo de radiação, isto é, fazendo-se:

$$X \cos h + Y \sin h + W = 0.$$

Como é evidente, daqui resultam duas equações algébricas do segundo grau, uma em função do seno e outra do co-seno do ângulo horário, cujas soluções são:

$$\begin{aligned} \text{sen}(H_n) &= \{-YW - [X^2(X^2 + Y^2 - W^2)^{1/2}]\} / (X^2 + Y^2) \\ \text{cos}(H_n) &= \{-XW - [Y^2(X^2 + Y^2 - W^2)^{1/2}]\} / (X^2 + Y^2) \\ \text{sen}(H_o) &= \{-YW + [X^2(X^2 + Y^2 - W^2)^{1/2}]\} / (X^2 + Y^2) \\ \text{cos}(H_o) &= \{-XW + [Y^2(X^2 + Y^2 - W^2)^{1/2}]\} / (X^2 + Y^2). \end{aligned}$$

Determinados os valores de H_n e H_o através dessas expressões, pode-se proceder à integração de V.9.11, obtendo-se:

$$Q_i = (1440 J_o / 2\pi R^2) (X \text{ senh} + Y \text{ cosh} + Wh) |H \quad (\text{V.9.12})$$

No produto Wh o ângulo horário (h) deve ser substituído pelos valores de H_n e H_o expressos em radianos.

Quando é possível estimar o efeito da opacidade da atmosfera, os resultados fornecidos por essa equação podem ser corrigidos para calcular a radiação direta incidente sobre superfícies inclinadas situadas à superfície terrestre, o que tem aplicação direta nos estudos de rendimento de coletores solares planos, na Agrometeorologia etc. Sá (1977) usou essa expressão para obter a quantidade máxima de energia solar que seria colocada à disposição de encostas vegetadas, com diferentes orientações e inclinações, com vistas a determinar a evapotranspiração potencial ali esperada, em função daquela calculada para uma superfície horizontal.

10. A Lei de Beer.

Quando um feixe monocromático de radiação solar atravessa um meio absorvente, é atenuado. Essa atenuação pode ocorrer tanto por absorção, como por difusão (espalhamento). A difusão é tão mais eficiente quanto menor o comprimento de onda da radiação. Exatamente por isso é que o céu se apresenta azul.

Se $I_{e\lambda}$ representar a intensidade da radiação que incide no topo de uma camada de material absorvente de espessura dz , aceita-se que a atenuação $d I_{e\lambda}$ é dada pela Lei de Beer (Haltiner e Martin, 1957) :

$$d I_{e\lambda} = - K_\lambda \rho ds I_{e\lambda} \quad (\text{V.10.1})$$

onde ρ designa a densidade do meio e ds representa o percurso efetuado pela radiação ao atravessar a camada em questão. O fator K_λ tem dimensões L^2/M e é chamado coeficiente mássico de absorção, variando com o comprimento de onda, com a pressão e com a temperatura (Berry, Bollay e Beers, 1945). O sinal negativo revela

apenas que há uma atenuação na intensidade.

É evidente que, se a direção da propagação formar um ângulo Z com a vertical local, então a espessura da camada atravessada pela radiação será $dz = ds \cos Z$. Assim,

$$d I_{e\lambda} = - K_{\lambda} \rho dz I_{e\lambda} / \cos Z. \quad (\text{V.10.2})$$

Teoricamente, a integração da equação V.10.2, pode ser efetuada apenas quando K_{λ} não variar ao longo do percurso e quando se dispuser de um único absorvente, resultando, para o comprimento de onda selecionado:

$$I_{e\lambda o} = I_{e\lambda z} \exp[- \sec Z \int_Z K_{\lambda} \rho dz] \quad (\text{V.10.3})$$

onde $I_{e\lambda o}$ e $I_{e\lambda z}$ estão sendo introduzidos para exprimir a intensidade do fluxo monocromático observada na base (o) e no topo (z) da camada absorvente, respectivamente.

Normalmente se faz:

$$\psi = \sec Z \int_Z K_{\lambda} \rho dz = m \sec Z \quad (\text{V.10.4})$$

onde m é a massa seccional, ou profundidade ótica, da camada. As dimensões da profundidade ótica são M/L^2 e fisicamente ela representa a massa do meio absorvente que existe numa coluna vertical, com área de secção reta unitária e espessura dz . É claro que a massa seccional (m) depende da densidade do meio absorvente. Substituindo V.10.4 em V.10.3, vem:

$$I_{e\lambda o} = I_{e\lambda z} \exp(- K_{\lambda} \psi) \quad (\text{V.10.5})$$

que é outra forma da Lei de Beer.

A aplicação da última equação à atmosfera, para pequenos intervalos de comprimento de onda (radiação monocromática), poderia ser feita numericamente, integrando-se camada a camada e levando-se em conta, separadamente, a absorção de cada constituinte do ar nesses intervalos. Tal procedimento é muito complicado, haja vista que os coeficientes (K_{λ}) dependem da pressão e da temperatura na camada particular que se considere e, além disso, a massa seccional (m) muda com a densidade do ar (variável, no tempo, com a temperatura, a pressão e o conteúdo de umidade) e igualmente com o tamanho e a concentração das partículas em suspensão. Inúmeros modelos têm sido desenvolvidos, a partir da equação V.10.5, assumindo diferentes hipóteses, mas envolvem considerações que estão fora do obje-

tivo deste texto.

A maneira mais segura de se conhecer a energia radiante posta à disposição da superfície terrestre em um determinado local, durante um dado intervalo de tempo, é medi-la. Resultados aproximados satisfatórios, no entanto, podem ser obtidos com modelos numéricos que consigam simular os processos radiativos que se verificam na atmosfera.

11. Saldo de radiação à superfície.

Em relação a uma área de controle, plana, horizontal e situada próximo à superfície terrestre, chama-se saldo de radiação à diferença entre os ganhos (fluxos descendentes) e as perdas (fluxos ascendentes) radiativas. Os ganhos estão representados pela radiação global (Q) e pela radiação infravermelha emitida da atmosfera (R_A) para a superfície; as perdas são a radiação refletida (Q_R) e a emitida (Q_S) pela própria superfície terrestre. Assim, num certo intervalo de tempo:

$$R_n = (Q - Q_R) + (R_A - R_S) \quad (V.11.1)$$

onde R_n indica o saldo de radiação que é colocado à disposição da superfície e usado no aquecimento, na fotossíntese e como calor latente. Normalmente R_n (impropriamente chamado de "radiação líquida") pode ser expresso em $\text{cal cm}^{-2} \text{ dia}^{-1}$. Uma abordagem mais completa do balanço de energia à superfície é feita no Capítulo X. A equação anterior pode assumir a seguinte forma:

$$R_n = Q (1 - \alpha) + (R_A - R_S) \quad (V.11.2)$$

em que α designa o albedo da superfície isto é, a fração da radiação global que é refletida.

Nas superfícies planas e horizontais não vegetadas, o albedo varia com as propriedades físicas dos materiais que as constituem (cor, rugosidade etc.) e com o ângulo zenital do Sol, sendo menor quando este astro se encontra próximo à culminação. Havendo vegetação, o albedo varia com a espécie (Tabela V.8), a fase do desenvolvimento, o estado de sanidade, a geometria da copa, o índice de área foliar etc., das plantas presentes. Em geral, utiliza-se o valor médio em um dado intervalo de tempo (uma dada fase de desenvolvimento da cultura em estudo, por exemplo).

TABELA V.8

ALBEDO MÉDIO DIÁRIO PARA DIFERENTES SUPERFÍCIES VEGETADAS, OBTIDO EM DIFERENTES LATITUDES PARA A CONDIÇÃO DE MÁXIMO REVESTIMENTO DO SOLO.

Superfície	Latitude Norte	albedo %	Superfície	Latitude Norte	albedo %
Culturas			Pepino	43	26
Abacaxi	22	15	Sorgo	7	20
Algodão herbáceo	7	21	Trigo	43	22
Amendoim	7	17	Trigo	53	26
Cana	7	15	Pastagem	7	18
Cevada	52	23	Florestas		
Feijão	52	27	Coníferas	51	16
Fumo	7	19	Eucalipto	32	19
Fumo	43	24	Tropical	7	13
Milho	7	18			

FONTE: Montheith (1973).

12. Instrumentos para medir radiação e insolação.

12.1 - Pireliômetros.

Pireliômetros são instrumentos destinados a medir a irradiância correspondente à radiação solar direta, perpendicularmente à direção de sua propagação.

O mais conhecido deles é o Pireliômetro de Compensação de Ångstrom (Fig. V.11), cujo sensor é constituído por duas placas, situadas na base de um tubo, enegrecido internamente, uma das quais é aquecida devido à absorção da energia solar direta e a outra o é eletricamente. A intensidade de radiação é proporcional à energia gasta para igualar a temperatura da segunda placa à da primeira. Os pares termoeletrônicos existentes sob cada placa são conectados, através de um galvanômetro bastante sensível e a corrente consumida é medida em um miliamperímetro (analógico ou digital).

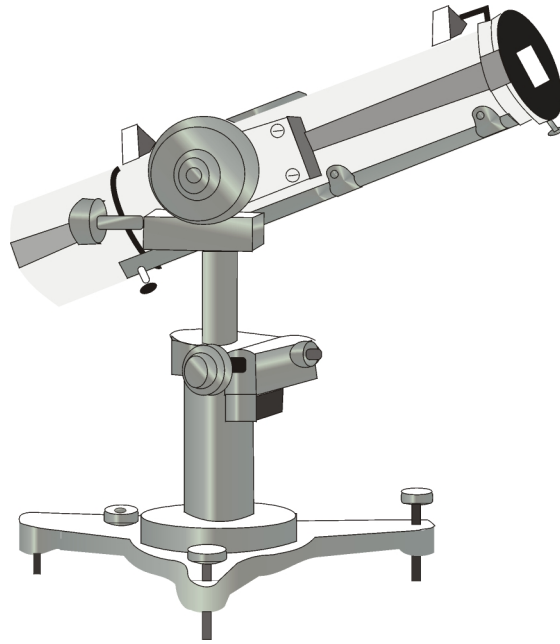


Fig. V.11 - Pireliômetro de Ångström.

12.2 - Piranômetros.

Os piranômetros destinam-se a medir a quantidade de radiação solar que atinge a uma superfície plana, proveniente de todo um hemisfério. São usados para determinar a radiação global e, eventualmente, têm sido empregados para estimar a radiação difusa. Neste último caso o sensor é protegido da radiação direta por meio de uma faixa de metal curva, cuja inclinação deve ser ajustada de modo a acompanhar o movimento aparente do Sol na abóbada celeste. Mas essa faixa constitui, igualmente, um anteparo parcial à radiação difusa, introduzindo um erro sistemático nas determinações, o que exige a aplicação de um certo fator de correção para compensá-lo.

12.2.1 - Piranômetro Eppley.

Um equipamento muito difundido, principalmente na área de pesquisa, é o Piranômetro Eppley (Fig. V.12), cujo elemento sensível é composto por uma série de junções cobre-constantan, (termopares) dispostas radialmente, formando uma termopilha (Latimer, 1971). As junções quentes são pintadas com tinta negra e as frias recebem um revestimento de sulfato de bário (de cor branca). Quando expostas à

radiação solar, essas junções produzem corrente elétrica, posteriormente amplificada e registrada em unidades apropriadas. Existem diferentes modelos, de acordo com o número de junções usadas. O Piranômetro Eppley pode ser facilmente empregado para medir radiação refletida.

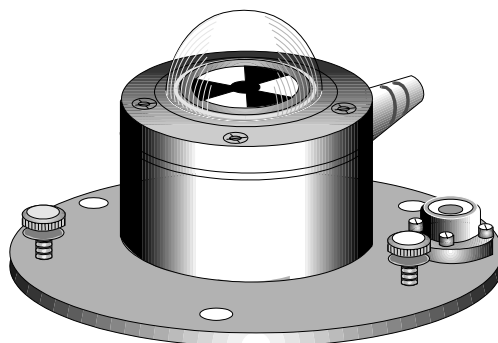


Fig. V.12 - Piranômetro Eppley.

12.2.2 - Actinógrafo bimetalico.

No Brasil, o mais difundido dos piranômetros é o actinógrafo bimetalico do tipo Robitzsch, totalmente mecânico (Fig. V.13). O elemento sensível desse instrumento é constituído por uma lâmina bimetalica enegrecida, exposta à radiação solar e por mais duas outras, pintadas de branco e mantidas à sombra. A primeira lâmina deforma-se por efeito duplo da variação da temperatura ambiente e da absorção de energia solar; nas outras duas a deformação é apenas causada pela variação da temperatura ambiente. Um acoplamento mecânico compensa o efeito térmico da primeira lâmina com o das outras duas, de tal modo que a deformação resultante, apenas devido à radiação, é transmitida a uma pena registradora sob a qual se move um diagrama (actinograma), preso a um tambor rotativo. A radiação global (faixa do visível) é obtida planimetrando-se a área sob a curva.

Em decorrência de limitações de ordem mecânica o actinógrafo não se presta à determinação da radiação refletida (para medi-la teria de funcionar com a cúpula voltada para baixo, o que não é mecanicamente permitido).

12.3 - Medidores de saldo de radiação.

O elemento sensível dos medidores de saldo de radiação (R_n) é normalmente

representado por duas placas retangulares de resina sintética, dotadas de termopares, tendo uma das faces enegrecida e outra polida. As faces com revestimento polido são fixadas, uma de encontro a outra, de modo que as faces negras ficam dispostas horizontalmente, uma voltada para cima e outra para baixo, absorvendo os fluxos ascendente e descendente de energia radiante de todos os comprimentos de onda. A temperatura de cada placa é diretamente proporcional à radiação absorvida. O circuito elétrico é conectado de maneira que seja medido o aquecimento diferencial, o qual está diretamente relacionado com o saldo de radiação.

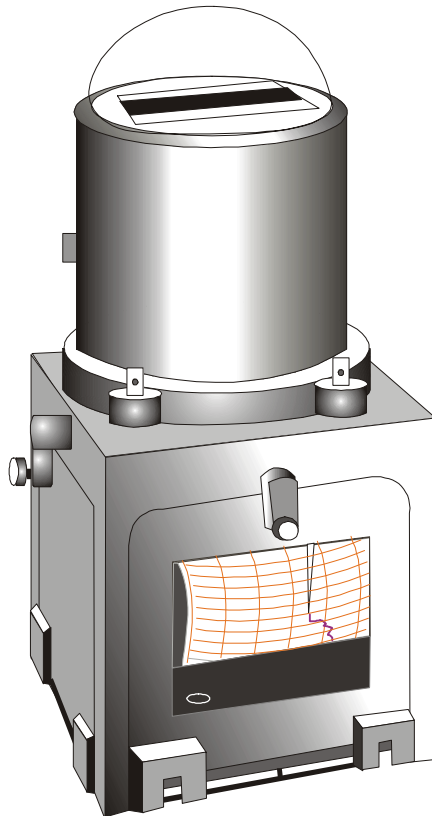


Fig. V.13 - Actinógrafo bimetalico de Robitzsch.

O sensor é protegido por uma cúpula de plástico inflável que o abriga da chuva e da poeira, evita a formação de orvalho sobre as placas (Fig. V.14). O plástico usado deve ser o mais transparente possível às radiações visível e infravermelha (o que não ocorre com o vidro comum, praticamente opaco à última). Especial atenção deve ser dada à cúpula que, quando arranhada ou suja, provoca erros acentuados nas observações.

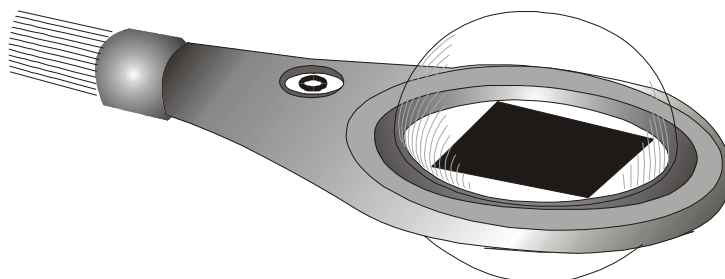


Fig. V.14 - Medidor de saldo de radiação com cúpula de plástico.

12.4 - Heliógrafo de Campbell-Stokes.

Os heliógrafos destinam-se a medir a insolação, definida (Capítulo I) como o intervalo de tempo em que o disco solar permanece visível, entre o nascimento e o ocaso do Sol, para um observador localizado em um dado ponto da superfície terrestre. Supõe-se que esse local tenha o horizonte desobstruído nos setores em que o Sol nasce e se põe, ou pelo menos que os eventuais obstáculos, capazes de obstruir o disco solar, tenham altura aparente não superior a 5° .

O heliógrafo mais difundido é o de Campbell-Stokes, formado por uma esfera de vidro transparente, montada em um eixo inclinável, cujo suporte contém uma calha, disposta transversalmente (Fig. V. 15). Ao ser instalado, seu eixo deve ficar paralelo ao eixo terrestre, permanecendo a calha orientada na direção leste-oeste. O foco luminoso, causado pela convergência da luz do Sol ao incidir sobre a esfera, deve situar-se sempre no interior da calha (em qualquer hora do dia, de qualquer dia do ano). Para atender a esta exigência existem modelos apropriados aos trópicos, às regiões de latitude média e às áreas circumpolares (neste último caso usam-se efetivamente dois heliógrafos montados em oposição, já que o Sol aparentemente descreve uma circunferência completa em torno do instrumento, por dia). Na calha é colocada, diariamente, uma tira de papel especial, chamada heliograma, onde está impressa uma escala horária (Fig.V.16).

O princípio de funcionamento é extremamente simples: o foco luminoso, devido à radiação direta, queima o heliograma em um ponto, que avança com o movimento aparente diário do Sol. Quando uma nuvem oculta o disco solar, a queima é interrompida. O heliograma usado é substituído por um novo diariamente à noite.

No Brasil, em virtude da variação anual do fotoperíodo, usam-se heliogramas de três formas diferentes (Fig. V.16): curvos longos, de meados de outubro ao final de fevereiro; curvos curtos, entre meados de abril e o final de agosto; e retos, no

restante do ano.

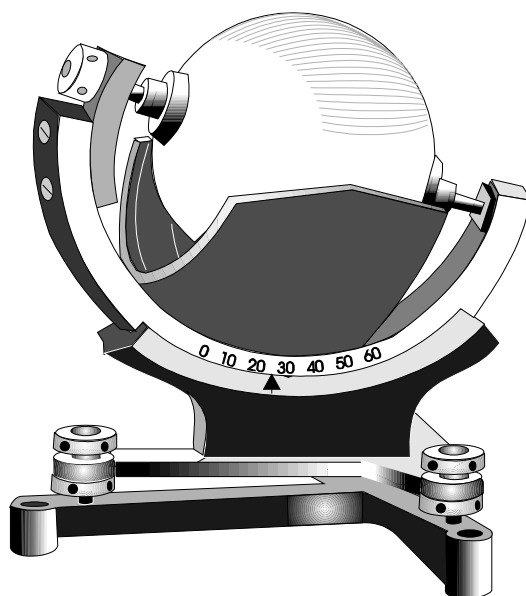


Fig. V.15 - Heliógrafo Campbell-Stokes.

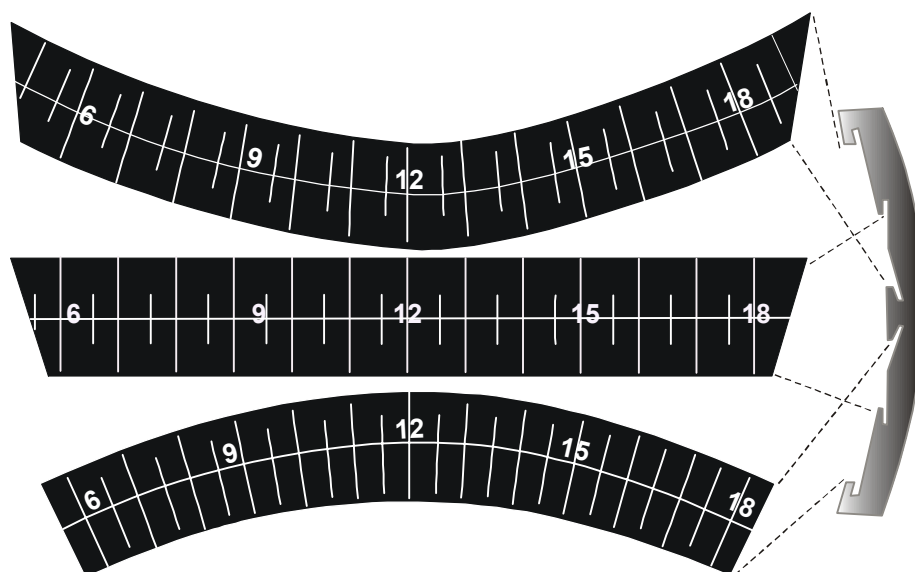


Fig. V.16 - Diferentes tipos de heliogramas, usados na Região Tropical, mostrando-se (à direita) o perfil da concha do heliógrafo com as ranhuras correspondentes.

Para determinar a insolação diária, computa-se o tempo correspondente à soma de todos os segmentos queimados ou apenas crestados. Em geral isso é feito comparando-se o heliograma usado com outro novo, da mesma forma.

É interessante destacar que o heliógrafo funciona como um relógio solar: quando instalado corretamente, a posição do foco sobre o diagrama (heliograma) corresponde à hora solar verdadeira local.

13. Estimativa da radiação global.

Os países do chamado "Terceiro Mundo" são carentes no que concerne à disponibilidade de equipamentos para medir radiação (geralmente importados e caros). Nesses países, as redes radiométricas são geralmente pobres e de densidade muito baixa. Assim, os estudos que requeiram uma distribuição espacial mais densa de equipamentos com melhor concepção tecnológica, tendem a ficar restritos, na maioria das vezes, à imaginação dos pesquisadores e técnicos interessados.

Quando uma rede radiométrica de baixa densidade está inserida em uma rede heliográfica mais densa, é possível estimar valores de radiação global para aqueles pontos em que somente são disponíveis dados de insolação, levando em conta o comportamento dessas variáveis nos poucos pontos em que ambas são sistematicamente medidas. O processo é puramente estatístico e lança mão de um método de estimativa por regressão linear de forma:

$$Q/Q_0 = a + b (n / N) \quad (V.13.1)$$

em que Q e n representam a radiação global e a insolação medidas, Q_0 e N são a radiação incidente na ausência de atmosfera e o fotoperíodo, respectivamente e, finalmente, a e b indicam os coeficientes de regressão. Quase sempre usam-se as médias mensais dos valores diários dos quocientes Q/Q_0 e n/N estabelecendo-se, assim, coeficientes (climatológicos) mensais (um para janeiro, outro para fevereiro etc.). Ao quociente n/N chama-se razão de insolação.

As estimativas de a e b são feitas pelo método dos mínimos quadrados (Acton, 1959; Draper e Smith, 1966; Spiegel, 1967). Colocando a equação anterior sob a forma

$$Y = a + bX, \quad (V.13.2)$$

com $Y = Q/Q_0$ e $X = n / N$, podem-se obter os coeficientes (a,b) resolvendo o seguinte sistema de equações:

$$\begin{aligned}\Sigma Y &= Ka + b\Sigma X \\ \Sigma Y &= Ka + b\Sigma X\end{aligned}\tag{V.13.3}$$

onde K indica o número de pares de valores (X,Y) usados.

O grau de ajustamento da reta (V.13.2) aos pares de valores (X,Y) observados é habitualmente expresso por meio do coeficiente de regressão linear (r) e é tanto melhor quanto mais próximo da unidade estiver o valor absoluto desse coeficiente ($-1 \leq r \leq 1$). Sabe-se que:

$$r^2 = \{ K \Sigma XY - (\Sigma X)(\Sigma Y) \}^2 / S, \tag{V.13.4}$$

com

$$S = \{ K \Sigma X^2 - (\Sigma X)^2 \} \{ K \Sigma Y^2 - (\Sigma Y)^2 \}.$$

Quando existem muitos pares de valores (Q, n) diários, pode ser conveniente separá-los em conjuntos, de acordo com a maior ou menor nebulosidade observada, obtendo-se uma regressão para cada caso, o que tende a melhorar a representatividade dos resultados. A prática tem demonstrado que o ajustamento piora quando a insolação (n) diminui (denunciando a presença de muitas nuvens), tornando-se precário (ou mesmo não evidenciando correlação alguma) quando a insolação é inferior a 3 horas. A explicação para isto reside no fato do heliógrafo não ter condições de discriminar nuvens segundo o grau de opacidade. Alguns tipos de nuvens, embora possam apresentar graus de opacidade diferentes (que interferem de modo bastante diferenciado na radiação global), provocam efeito idêntico no registro heliográfico. Como conseqüência, a insolação medida pode ser a mesma para uma ampla gama de valores da radiação global e isso aumenta drasticamente a dispersão dos pontos (X,Y), notadamente em dias com nebulosidade acentuada (valores baixos de insolação).

Uma vez determinados os coeficientes (a, b) para um dado local, a equação de regressão resultante pode ser aplicada para um outro, situado na mesma área e com características climatológicas semelhantes, para os quais não se disponham de registros de radiação global. A análise da equação V.13.1 mostra que o coeficiente independente (a) traduz a fração da radiação máxima (Q_0) que, em média, atinge a superfície, como radiação difusa, estando o céu totalmente nublado ($n = 0$). Por outro lado, a soma dos coeficientes (a + b) representa a fração que corresponde à transmissividade atmosférica média na ausência absoluta de nuvens ($n/N = 1$). A Tabela V.9 exhibe os coeficientes (a, b) para algumas localidades do Nordeste do Brasil.

TABELA V.9

VALORES PARA JANEIRO (jan), JUNHO (jun) E ANO (ano) DOS COEFICIENTES DE REGRESSÃO (a,b) E DE CORRELAÇÃO (r) DA EQUAÇÃO $Q/Q_0 = a + b(n/N)$, PARA ALGUMAS LOCALIDADES DO NORDESTE.

Localidade	UF	Lat. ° ' S	Lon. ° ' W	Coeficientes		r	
				a	b		
Barra do Corda	MA	05 30	45 16	0,29	0,39	0,84	jun
				0,26	0,39	0,86	dez
				0,30	0,37	0,86	ano
Cabrobó	PE	08 31	39 18	0,28	0,40	0,92	jun
				0,31	0,38	0,89	dez
				0,30	0,40	0,90	ano
Caravelas	BA	17 44	39 15	0,28	0,36	0,89	jun
				0,28	0,45	0,91	dez
				0,28	0,41	0,88	ano
Florianópolis	PI	06 46	43 02	0,29	0,36	0,78	jun
				0,24	0,40	0,88	dez
				0,27	0,39	0,86	ano
Fortaleza	CE	03 43	38 20	0,28	0,32	0,82	jun
				0,31	0,32	0,86	dez
				0,27	0,36	0,86	ano
Irecê	BA	11 18	41 54	0,30	0,36	0,75	jun
				0,30	0,40	0,91	dez
				0,33	0,33	0,77	ano
Recife	PE	08 03	34 55	0,29	0,36	0,91	jun
				0,31	0,37	0,81	jan
				0,30	0,38	0,87	ano
Salvador	BA	13 00	38 31	0,29	0,34	0,81	jun
				0,27	0,41	0,86	dez
				0,29	0,39	0,78	ano
São Gonçalo	PB	06 45	38 13	0,30	0,37	0,87	jun
				0,29	0,38	0,84	dez
				0,29	0,40	0,86	ano

FONTE: Azevedo *et al.* (1981).

A ilustração V.17 mostra os resultados preliminares, obtidos pelos mesmos autores, quanto à distribuição espacial da radiação global no Nordeste do Brasil, em junho e em dezembro, respectivamente (painel superior). Esses resultados foram considerados preliminares porque as séries usadas foram todas inferiores a dez anos e empregou-se a equação V.13.1 (para estimar Q nos locais aonde somente

Como se observa (Fig. V.17), em junho, a radiação global no Nordeste varia espacialmente, em termos médios, entre pouco menos de $300 \text{ cal cm}^{-2} \text{ dia}^{-1}$ (no nordeste da Bahia) até mais de $450 \text{ cal cm}^{-2} \text{ dia}^{-1}$ (no sudeste do Piauí). Em dezembro, essa variação vai de $400 \text{ cal cm}^{-2} \text{ dia}^{-1}$ (no Maranhão) a mais de $600 \text{ cal cm}^{-2} \text{ dia}^{-1}$ (no sertão do Sub-Médio São Francisco).

A distribuição espacial da insolação (n) em junho e dezembro, foi obtida da mesma fonte (Fig. V.17). Observam-se os núcleos de mínima insolação correspondentes aos microclimas de altitude, ou "brejos", como em Guaramiranga (CE), em Areia (PB), em Garanhuns (PE) e em Triunfo (PE). A região central da Bahia é igualmente montanhosa.

Na interpretação dessas cartas (Fig. V.17) deve-se ter em mente que, no Nordeste, atuam vários sistemas meteorológicos geradores de precipitação e os três meses consecutivos mais chuvosos (quando se espera haver maior nebulosidade e, conseqüentemente, menor insolação) mudam de uma área para outra e, freqüentemente, de um ano para outro, no mesmo local.

14. Radiação de ondas longas.

A atmosfera e a superfície terrestre emitem radiação, comportando-se, aproximadamente, como um corpo negro às respectivas temperaturas. Assim, conhecidas essas temperaturas, as densidades dos fluxos emitidos podem ser estimadas através da equação de Stefan-Boltzman (V.4.5). Por outro lado, de conformidade com a Lei de Wien (V.4.6) pode-se verificar que a emissão de energia radiante, tanto pela superfície, como pela atmosfera, situa-se na faixa espectral do infravermelho, pois suas temperaturas são baixas.

A emissão de energia radiante infravermelha pela atmosfera depende da concentração instantânea dos constituintes radiativamente ativos, destacando-se a água (fases sólida, líquida e gasosa), o dióxido de carbono e o ozônio. É evidente que, sendo a concentração dos dois últimos praticamente inalterável, as variações mais acentuadas na emissão e absorção atmosféricas são causadas por mudanças na umidade específica do ar e na distribuição de gotículas de água e de cristais de gelo em suspensão (nuvens, nevoeiros e névoa úmida). Eventualmente, a presença anormal de poeira pode causar mudança acentuada no comportamento radiativo da atmosfera.

14.1 - Efeito estufa.

Da energia infravermelha total, emitida pela superfície terrestre, somente uma pequena fração, estimada em cerca de 9% (Sellers, 1965), escapa para o espaço,

em sua maior parte na faixa de 8 a $11,5\mu$ de comprimento de onda (janela atmosférica), onde praticamente não ocorre absorção alguma pelos componentes da atmosfera. O restante da radiação emitida pela superfície é absorvido pela atmosfera. Assim, embora praticamente transparente à radiação visível, a atmosfera mostra-se quase completamente opaca no que tange à energia térmica.

A atmosfera, por seu turno, emite radiação infravermelha em direção ao espaço e à superfície da Terra. A camada atmosférica situada a até 4 km de altura é responsável, em média, por cerca de 98% do fluxo de calor que atinge à superfície, procedente da atmosfera (Tabela V.10).

Quanto maior a nebulosidade, a umidade do ar e a presença de poluentes, menores serão as perdas radiativas para níveis elevados da atmosfera e daí para o espaço. Essa propriedade é conhecida como efeito de estufa e pode ser facilmente constatada. É do conhecimento popular, por exemplo, que um dia de verão muito nublado é quase sempre "abafado" e que, a uma noite sem nuvens, segue-se uma madrugada muito mais fria do que ocorreria se o céu estivesse encoberto.

Na ausência de nuvens e com ar pouco úmido a superfície recebe um retorno muito pequeno da energia infravermelha que emite para a atmosfera (o que justifica o maior resfriamento observado em noites estreladas, em relação ao que se dá nas noites nubladas, na mesma época do ano).

TABELA V.10

CONTRIBUIÇÃO DE CAMADAS DA ATMOSFERA PARA O TOTAL DE RADIAÇÃO INFRAVERMELHA RECEBIDA À SUPERFÍCIE.

CONTRIBUIÇÃO (%)	ALTURA DO TOPO DA CAMADA (m)
9,30	0,1
15,9	0,4
20,3	0,8
25,8	2
44,6	20
58,9	100
74,6	400
84,8	1000
98,5	4000

FONTE: Sellers (1965)

14.2 - Estimativa do saldo da radiação infravermelha à superfície.

A diferença entre a radiação de ondas longas que chega à superfície, proveniente da atmosfera (R_A) e aquela por ela emitida para a atmosfera (R_S), constitui o saldo da radiação infravermelha, ou saldo de radiação de ondas longas (R_I):

$$R_I = R_A - R_S \quad (\text{V.14.1})$$

Quando o intervalo de tempo que se considera é pequeno, R_I pode ser positivo negativo ou nulo. Em termos médios, porém, é negativo, revelando que a superfície emite mais radiação infravermelha do que recebe da atmosfera.

O saldo de radiação de ondas longas (R_I) está inserido na expressão V.11.1 e pode ser determinado, por diferença, quando se dispõe de equipamentos que possibilitem medir simultaneamente o saldo de radiação (R_n), a radiação global (Q) e a radiação refletida (Q_R). Infelizmente, esta situação é excepcional, o que motivou os pesquisadores a se dedicarem à tarefa de investigar expressões empíricas para estimar R_I . Tais expressões, não obstante práticas, têm o inconveniente de apresentarem resultados confiáveis, em princípio, apenas nas condições para as quais foram desenvolvidas. Sua utilização, em outras regiões, com características diferentes das de origem, pode conduzir a erros grosseiros. Por esse motivo, seu uso deve ser recomendado apenas após testadas e ajustadas às condições locais.

14.2.1 - Fórmulas de Brunt.

Em 1932, D. Brunt (Sellers, 1965) obteve a seguinte fórmula empírica para estimar R_I :

$$R_I = - 1440 \sigma T^4 [1 - a - b (e^{1/2})] \quad (\text{V.14.2})$$

em que e (mm Hg) e T (K) representam, respectivamente, os valores médios da pressão parcial do vapor d'água e da temperatura do ar, obtidos a partir das observações realizadas no interior do abrigo de instrumentos, nas estações meteorológicas convencionais (a cerca de 2 m acima da superfície do solo). Os coeficientes de regressão encontrados por Brunt foram $a = 0,256$ e $b = 0,065$.

Em 1939, Brunt aperfeiçoou a fórmula anterior, incluindo o efeito causado pela nebulosidade, expressa em termos da fração (m) da abóbada celeste encoberta por nuvens. Para m dado em décimos de céu encoberto, obteve:

$$R_I = - 1440 \sigma T^4 (0,56 - 0,092e^{1/2}) (1 - 0,09 m). \quad (\text{V.14.3})$$

em que e (mm Hg) e T (K) representam, respectivamente, os valores médios da pressão parcial do vapor d'água e da temperatura do ar, obtidos a partir das observações realizadas no interior do abrigo de instrumentos, nas estações meteorológicas convencionais (a cerca de 2 m acima da superfície do solo). Os coeficientes de regressão encontrados por Brunt foram $a = 0,256$ e $b = 0,065$. Em 1939, ele aperfeiçoou a fórmula anterior, incluindo o efeito causado pela nebulosidade, expressa em termos da fração (m) da abóbada celeste encoberta por nuvens. Para m dado em décimos de céu encoberto, Brunt obteve:

$$R_i = -1440 \sigma T^4 (0,56 - 0,092e^{1/2}) (1 - 0,09m). \quad (\text{V.14.3})$$

Em ambas as fórmulas, R_i é fornecido em $\text{cal cm}^{-2} \text{ dia}^{-1}$ quando a constante de Stefan-Boltzman (σ) for expressa em $\text{cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. O primeiro sinal negativo apenas reflete o fato de que, em termos médios, a absorção (R_A) é menor que a emissão (R_S), no que diz respeito à radiação infravermelha.

14.2.2 - Fórmula de Brunt-Penman.

Penman (1948) verificou que a nebulosidade (m) é um parâmetro um tanto subjetivo, difícil de quantificar; tampouco reflete os tipos de nuvens presentes no céu, capazes de interferir distintamente no balanço radiativo. Com o intuito de contornar a primeira dessas limitações, aquele autor propôs a substituição da nebulosidade (m) pela expressão $(N - n)/N$ ou $1 - n/N$, onde n e N representam a insolação e o fotoperíodo, respectivamente. Dessa maneira a fórmula V.14.2 passa à forma:

$$R_i = -1440 \sigma T^4 (0,56 - 0,092e^{1/2}) (0,1 + 0,9n / N) \quad (\text{V.14.4})$$

conhecida como equação de Brunt-Penman, para estimativa do saldo de radiação infravermelha ($\text{cal cm}^{-2} \text{ dia}^{-1}$). Também nessa fórmula, a pressão parcial do vapor (e) e a temperatura (T) do ar devem ser expressas em mm Hg e K, respectivamente.

A equação V.14.2 tem sido largamente usada, assumindo-se que fornece estimativas confiáveis de R_i . Não são feitas, porém, referências a nenhuma verificação prévia do erro associado àquelas estimativas nas diferentes áreas em que tem sido utilizada.

14.2.3 - Fórmula de Swinbank.

Em 1963, C. W. Swinbank obteve a seguinte fórmula empírica, para estimar o saldo de radiação infravermelha em dias totalmente desprovidos de nuvens (Gates,

1965):

$$R_i = K (0,195 \sigma T^4 - 17,09) \quad (\text{V.14.5})$$

com $\sigma = 5,6727 \times 10^{-9} \text{ mW cm}^{-2} \text{ K}^{-4}$, sendo R_i dado em mW cm^{-2} ou em $\text{cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$, conforme $K = 1$ ou $K = 0,01433$, respectivamente. T (K) representa o valor médio da temperatura do ar durante o intervalo de tempo que se considere.

15. Balanço global médio de radiação.

A partir dos dados coletados através do radiômetro de varredura, instalado em satélites norte-americanos da série NOAA (*National Oceanic and Atmospheric Administration*), que usam canais no visível (de 0,5 a 0,7 μ), para medir a radiação refletida e no infravermelho (de 10,5 a 12,5 μ), para obter a energia emitida, Gruber (1978) determinou o saldo de radiação em escala planetária, entre junho de 1984 e maio de 1985. Seus resultados (Fig. V.18), revelaram que esse saldo varia com a latitude segundo as estações do ano.

Verifica-se, para ambos os hemisférios (Fig.V.18) que, naquele intervalo de tempo (um ano):

- na primavera, a zona correspondente ao saldo energético negativo se estendeu desde o pólo até o paralelo de 45°, aproximadamente;
- no verão, o saldo foi positivo até cerca de 70° de latitude do hemisfério considerado;
- no outono, esse saldo foi negativo, desde a zona circumpolar até cerca de 20° de latitude; e
- no inverno, excetuando-se a faixa que se estende do equador até 10° de latitude, o saldo de radiação também foi negativo.

Verifica-se, ainda, que a zona compreendida entre 10° N e 10° S apresentou saldo de energia positivo em todas as estações, enquanto que nos pólos ele foi sempre negativo. Complementarmente, observa-se (Fig. V.18) que o saldo ocorrido durante o verão e o outono do Hemisfério Sul foram maiores que os detectados nas mesmas estações no Hemisfério Norte.

Saldos energéticos negativos indicam, evidentemente, que a perda é maior que o ganho e nas áreas aonde isso acontece espera-se haver resfriamento, o que foi efetivamente constatado na prática. Considerando apenas as perdas de energia, porém, tal resfriamento deveria ser maior que o observado naquelas áreas, no período estudado. O aquecimento ocorrido nas faixas com saldo energético positivo, por outro lado, foi inferior ao que seria esperado levando-se em conta apenas a absorção e a emissão de energia radiante. Essas condições sugerem a existência de

mecanismos capazes de provocar a distribuição meridional do excesso radiativo, contribuindo para atenuar os extremos de temperatura.

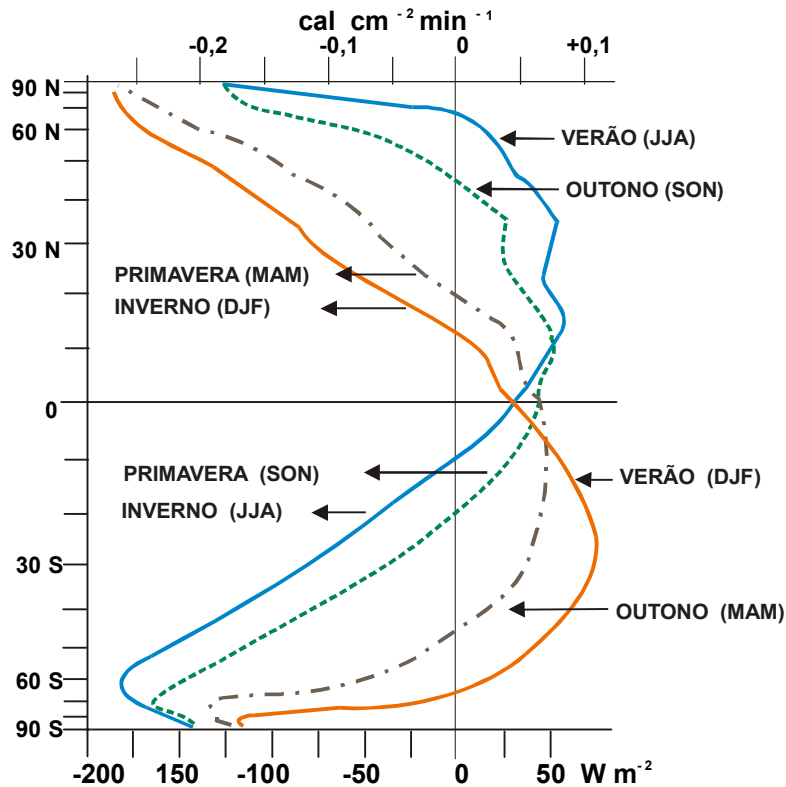


Fig. V.18 - Perfis do saldo de radiação obtidos por Gruber (1978), entre junho de 1974 e maio de 1975, usando dados fornecidos por satélites da série NOAA. Estão indicadas as estações e respectivos meses. A escala vertical é proporcional à porção da superfície da Terra situada entre os paralelos indicados.

Talvez o leitor argumente que o período investigado por Gruber (1978) não é representativo. É conveniente, portanto, estudar a distribuição média do saldo de energia em escala planetária.

A Fig. V.19 mostra a distribuição latitudinal dos saldos médios de radiação estimados para a superfície, para a atmosfera e para a Terra (sistema superfície-atmosfera) como um todo. Examinando-se a curva correspondente à Terra, constata-se que:

- há um excesso de energia na zona compreendida entre 40° N e 40° S, aproximadamente, e
- nas demais áreas, o saldo médio é negativo, revelando que a emissão de ra-

dição infravermelha para o espaço supera a energia recebida do Sol.

Com base apenas nessa constatação, a tendência seria admitir o gradual aquecimento da zona situada entre 40° N e 40° S e o progressivo resfriamento das demais áreas. Paradoxalmente, as pequenas flutuações que se percebem nas médias anuais de temperatura (e que são atribuídas às oscilações seculares e milenares normais) são insignificantes para justificar tamanha disparidade no saldo radiativo médio. Conclui-se, mais uma vez, que devem haver mecanismos encarregados de compensar esse desequilíbrio energético, transportando calor (sensível e latente) para as zonas mais afastadas do equador. Esse transporte tem sido estimado por vários pesquisadores e os resultados encontrados não diferem muito dos indicados nas figuras V.18 e V.19.

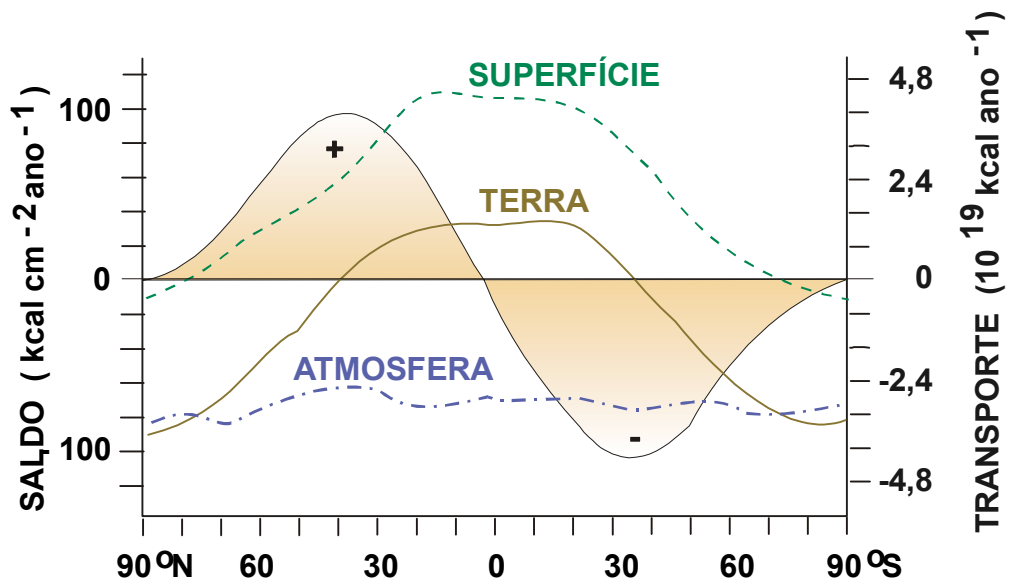


Fig. V.19 - Estimativa da distribuição latitudinal dos saldos de radiação no sistema superfície-atmosfera, em $\text{kcal cm}^{-2} \text{ano}^{-1}$ (linhas cheias) e transporte meridional na direção dos pólos norte (+) e sul (-), em kcal ano^{-1} (linha interrompida), segundo Sellers (1965).

Os mecanismos responsáveis pela transferência meridional de calor para as áreas com balanço de radiação negativo são as correntes aéreas (transporte de calor sensível e latente) e, em segundo plano, as oceânicas (transporte de calor sensível). O transporte de calor latente em direção aos pólos está associado à mudança de fase da água, comprovando-se, assim, mais uma vez, sua importância para a energética do sistema superfície-atmosfera. Uma estimativa da contribuição da atmosfera e do oceano no transporte meridional de energia consta da Fig. V.20.

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

A existência de uma relativa estabilidade na temperatura média, em qualquer ponto do sistema globo-atmosfera, quando se considera o valor médio ao longo de vários anos, evidencia, ainda, haver um certo equilíbrio entre a energia total recebida e perdida por este planeta. Em outras palavras, significa que o saldo radiativo planetário, a médio prazo, deve ser nulo. É evidente que uma pequena parte da radiação posta à disposição da Terra é consumida na manutenção da dinâmica da atmosfera e dos oceanos, bem como na das diferentes formas de vida. No entanto, essa fração não tem significado no cômputo do balanço radiativo planetário (Budyko, 1980).

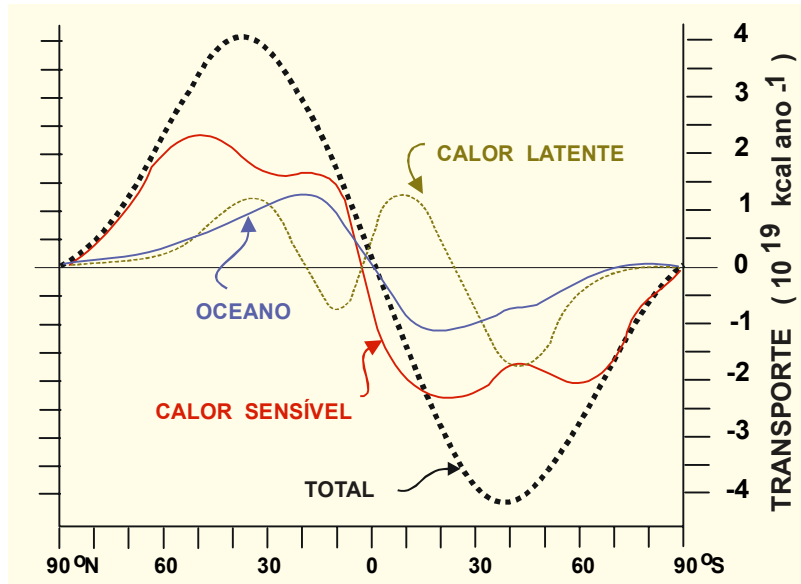


Fig. V.20 - Estimativa do transporte meridional anual médio de energia realizado pela atmosfera (calor sensível e latente), pelo oceano (calor sensível) e por ambos (linha interrompida), na direção dos pólos norte (+) e sul (-), em kcal ano^{-1} , segundo Sellers (1965).

Deve-se salientar que a superfície terrestre transfere energia para a atmosfera sob a forma de calor latente e sensível (este por condução e radiação). O calor transferido por condução é responsável pelo desenvolvimento de correntes de ar ascendentes que transportam energia térmica para níveis atmosféricos bastante afastados da superfície (convecção). Segundo estimativas feitas por Budyko (1980), cerca de 55% da energia absorvida pela superfície terrestre é consumida na evaporação, passando à atmosfera como calor latente; 12% é usado no aquecimento do ar adjacente, por condução. Isso revela que, em termos médios, o consumo energético debitado à evaporação acaba sendo o mais importante, já que a emitância significa

apenas 33% daquele total (Fig. V.21). Os valores obtidos por Budyko (1980), coincidem, praticamente, com os encontrados por Sellers (1965).

A estimativa do balanço médio de radiação em escala planetária consta da Tabela V.11. Segundo Sellers (1965), cerca de 36% ($94 \text{ kcal cm}^{-2} \text{ ano}^{-1}$) do total de radiação solar que é interceptado pela Terra retornam diretamente para o espaço por

Deve-se salientar que a superfície terrestre transfere energia para a atmosfera sob a forma de calor latente e sensível (este por condução e radiação). O calor transferido por condução é responsável pelo desenvolvimento de correntes de ar ascendentes que transportam energia térmica para níveis atmosféricos bastante afastados da superfície (convecção). Segundo estimativas feitas por Budyko (1980), cerca de 55% da energia absorvida pela superfície terrestre é consumida na evaporação, passando à atmosfera como calor latente; 12% é usado no aquecimento do ar adjacente, por condução. Isso revela que, em termos médios, o consumo energético debitado à evaporação acaba sendo o mais importante, já que a emitância significa apenas 33% daquele total (Fig. V.21). Os valores obtidos por Budyko (1980), coincidem, praticamente, com os encontrados por Sellers (1965).

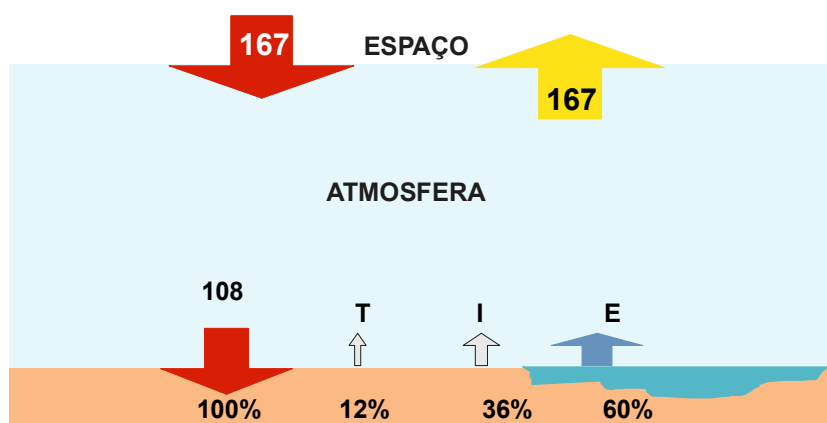


Fig. V.21 - Estimativa do balanço médio anual de energia no sistema superfície-atmosfera (em $\text{kcal cm}^{-2} \text{ ano}^{-1}$), segundo Budyko (1980). São indicadas as perdas de calor por irradiação (I), evaporação (E) e transferência turbulenta (T) à superfície.

A estimativa do balanço médio de radiação em escala planetária consta da Tabela V.11. Segundo Sellers (1965), cerca de 36% ($94 \text{ kcal cm}^{-2} \text{ ano}^{-1}$) do total de radiação solar que é interceptado pela Terra retornam diretamente para o espaço por reflexão das nuvens, das partículas em suspensão no ar e da própria superfície; em torno de 64% (ou $169 \text{ kcal cm}^{-2} \text{ ano}^{-1}$) são absorvidos mas, tendo em vista que,

em média, o balanço deve ser praticamente nulo, essa mesma fração passaria ao espaço, como radiação infravermelha perdida pela superfície ($52 \text{ kcal cm}^{-2} \text{ ano}^{-1}$) e pela atmosfera ($117 \text{ kcal cm}^{-2} \text{ ano}^{-1}$). A distribuição média da radiação global em toda a Terra consta da Fig. V.22.

TABELA V.11

ESTIMATIVA DO BALANÇO RADIATIVO MÉDIO PLANETÁRIO ($\text{kcal cm}^{-2} \text{ ano}^{-1}$)

Discriminação	energia	%
RADIAÇÃO SOLAR		
Incidente (Q_0)	+263	100,0
Total de energia refletida	- 94	35,7
por nuvens	- 63	
por gases, água e poeiras	- 15	
pela superfície	- 16	
Total de energia absorvida	+169	64,3
por nuvens	+ 7	
por gases, água e poeiras	+ 38	
pela superfície	+124	
ENERGIA INFRAVERMELHA		
Transferida pela superfície	-258	
emitida para o espaço	- 20	
absorvida pela atmosfera	+238	
Transferida pela atmosfera	-355	
perdida para o espaço	-149	
absorvida pela superfície	+206	
Saldo real à superfície (206-258)	- 52	19,8
Saldo real da atmosfera (238-355)	- 17	44,5
Saldo infravermelho efetivo	-169	64,3

FONTE: Sellers (1965).

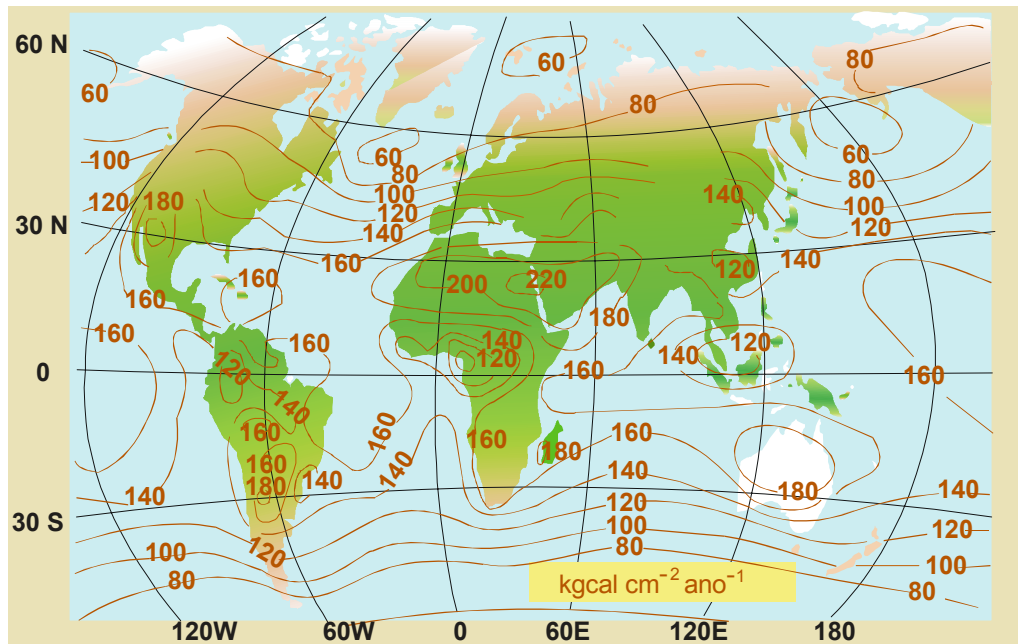


Fig. V.22 - Estimativa da distribuição média da radiação global (em $\text{kcal cm}^{-2} \text{ano}^{-1}$) segundo Budyko (1980).

16. Exercícios.

1 - Obter a curva correspondente à função $E(\lambda, T)$ para a Terra, cuja temperatura média é estimada em 20°C e explicar a razão deste planeta não ser luminoso.

2 - Estimar a temperatura efetiva da superfície do Sol, assumindo que este astro se comporta aproximadamente como um corpo negro, considerando que a constante solar é $1,98 \text{ cal cm}^{-2} \text{min}^{-1}$.

3 - Calcular a radiação total interceptada pela Terra:
 - no dia correspondente ao solstício de dezembro;
 - no dia correspondente ao solstício de junho;
 adotando para a constante solar $1,98 \text{ cal cm}^{-2} \text{min}^{-1}$ e comparar os resultados.

4 - Calcular a radiação solar que penetra na atmosfera, na vertical de um ponto localizado à latitude de $9^\circ 26' \text{S}$, nas datas dos solstícios e dos equinócios.

5 - Na Tabela V.12 figuram médias mensais de temperatura (t $^\circ\text{C}$), pressão (p mb), umidade relativa (U %), insolação (n horas) e radiação global (Q $\text{cal cm}^{-2} \text{min}^{-1}$), obti-

das a partir de dados coletados, pela SUDENE, na Estação Experimental de Mandacaru ($9^{\circ}26' S$, $40^{\circ} 26' W$, 375m), em Juazeiro (BA). Pede-se estimar o saldo de radiação para cada mês, assumindo-se 25% para o albedo, empregando a fórmula de Brunt-Penman.

TABELA V.12

MÉDIAS MENSAIS DA PRESSÃO (p), TEMPERATURA (t), UMIDADE RELATIVA (U), INSOLAÇÃO (n) E RADIAÇÃO GLOBAL (Q cal cm⁻² dia⁻¹), OBTIDAS, EM 1972, NA ESTAÇÃO EXPERIMENTAL DE MANDACARU ($9^{\circ}26'S$, $40^{\circ} 26'W$).

mês	p mb	t °C	U %	n horas	Q cal cm ⁻² dia ⁻¹
JAN	970	27,8	53	7,8	507
FEV	968	27,9	57	8,9	527
MAR	968	27,1	64	7,7	530
ABR	969	26,7	70	7,6	466
MAI	970	26,4	70	6,2	395
JUN	971	25,8	71	6,8	384
JUL	972	26,1	67	9,0	456
AGO	972	27,3	52	8,0	464
SET	971	28,3	48	9,2	549
OUT	968	29,7	47	9,7	515
NOV	967	30,8	48	9,1	519
DEZ	968	28,2	64	7,4	407

6 - Estimar a evaporação total (em litros de água por metro quadrado da superfície), caso 50% do saldo de radiação obtido no exercício anterior tenha sido usado como calor latente.

7 – Usando, ainda, os dados da Tabela V.12, estimar a transmissividade média da atmosfera nos meses de janeiro e junho.

8 - Obter a quantidade de energia solar incidente sobre uma superfície vertical plana de 1m² de área, voltada para o norte e situada à latitude de 8°S, nas datas correspondentes aos solstícios de verão e de inverno do Hemisfério Sul.

CAPÍTULO VI.

TERMODINÂMICA DA ATMOSFERA.

1. Calores específicos.

Calor específico de uma substância é a quantidade de energia necessária para elevar de um grau a temperatura de sua unidade de massa. Pode ser expresso em $\text{cal g}^{-1} \text{K}^{-1}$. O calor específico muda com a temperatura e, no caso de fluidos, também com a pressão e com o estado de agregação da substância (líquido ou gasoso). Não sendo possível quantificá-lo por via teórica, o calor específico deve ser determinado experimentalmente, fixando-se as condições às quais deve estar submetida a substância. Assim, para aumentar de 14,5 para 15,5 °C a temperatura da unidade de massa da água, sob pressão de uma atmosfera, consome-se aproximadamente uma caloria (Tabela VI.1).

Em se tratando de gases, deve-se fazer a distinção entre o calor específico a volume constante (c_v) e à pressão constante (c_p), definidos, respectivamente, como:

$$c_v = [d\chi/dT]_v \quad (\text{VI.1.1})$$

e

$$c_p = [d\chi/dT]_p. \quad (\text{VI.1.2})$$

Nessas expressões $d\chi$ simboliza a quantidade de calor (positiva ou negativa) necessária para alterar de dT graus a temperatura (K) da unidade de massa do gás em questão.

Para que se possa compreender a relação entre c_v e c_p , necessária às aplicações subseqüentes, precisa-se recorrer ao Primeiro Princípio da Termodinâmica, assim enunciado: a variação da energia interna (du) de um sistema depende apenas do calor ($d\chi$) por ele trocado com o meio e do correspondente trabalho (dw) realizado. Analiticamente isto equivale a:

$$d\chi = du + dw.$$

Como se sabe, du é uma diferencial exata e, como tal, fica univocamente definida quando se estabelecem os estados inicial e final da transformação que sofre o sistema. O mesmo não ocorre com $d\chi$ e dw , que dependem da evolução a que foi submetido o sistema, ao passar do estado inicial ao final.

TABELA VI.1

ALGUMAS PROPRIEDADES FÍSICAS DA ÁGUA NOS ESTADOS SÓLIDO E LÍQUIDO.

t °C	Calor específico cal g ⁻¹ K ⁻¹		Calor latente cal g ⁻¹		
	gelo	água	fusão	evaporação	sublimação
-20	0,468	1,04	48,6	608,9	677,9
-10	0,485	1,02	74,5	603,0	677,5
0	0,503	1,0074	79,7	597,3	677,0
+10		1,0013		591,7	
+20		0,9988		586,0	
+30		0,9980		580,4	
+40		0,9980		574,7	
+50		0,9985		569,0	

FONTE: List (1971).

Tratando-se de gases $dw = pdv$ (IV.2.5) o que torna válido escrever:

$$d\chi = du + pdv, \quad (\text{VI.1.3})$$

onde as variáveis χ , u e v referem-se à unidade de massa do gás em questão. A condição anterior (VI.1.3) mostra que, no caso do processo ser isócoro ($dv = 0$), o trabalho é nulo. Nessas circunstâncias, o calor envolvido no resfriamento ou no aquecimento do sistema é decorrente apenas da variação de sua energia interna. Fazendo $dw = pdv = 0$ na equação anterior e comparando-se o resultado como VI.1.1, tem-se:

$$d\chi = du = c_v dT. \quad (\text{VI.1.4})$$

Assim, redução na temperatura implica a queda na energia interna do gás e vice-versa. Dessa relação se infere, ainda, que:

$$c_v = [d\chi/dT]_v = [du/dT]_v, \quad (\text{VI.1.5})$$

indicando que o calor específico a volume constante (c_v) equivale à variação da energia interna do sistema por unidade de temperatura.

Como se disse, du é uma diferencial exata o que permite substituir VI.1.4 em VI.1.3, resultando:

$$d\chi = c_v dT + pdv, \quad (\text{VI.1.6})$$

válida para a unidade de massa de qualquer gás. Quando o gás tem comportamento semelhante ao ideal, é conveniente eliminar o volume específico ($v=1/\rho$) dessa expressão, à luz da equação de estado dos gases ideais. Sendo $pv = RT/M$ (IV.2.4), obtém-se, por diferenciação:

$$pdv + vdp = RdT / M. \quad (\text{VI.1.7})$$

Então, suprimindo pdv entre as duas expressões anteriores:

$$d\chi = (c_v + R/M)dT - vdp. \quad (\text{VI.1.8})$$

Aplicando essa expressão no caso particular de um processo isobárico ($dp = 0$), conclui-se que, para gases ideais:

$$[d\chi/dT]_p = c_v + R/M.$$

Atentando para a definição de calor específico à pressão constante (VI.1.2), resulta:

$$c_p = c_v + R/M. \quad (\text{VI.1.9})$$

A análise dessa relação possibilita concluir que c_p é sempre maior que c_v e, ainda, que a diferença $c_p - c_v$ é inversamente proporcional à massa molecular (M) do gás que se considere.

Tendo em conta o resultado obtido em VI.1.9, a equação VI.1.8 passa à forma seguinte:

$$d\chi = c_p dT - vdp. \quad (\text{VI.1.10})$$

Recorrendo outra vez à equação de estado dos gases ideais e diferenciando-a, verifica-se que:

$$d\chi = c_p dT - (RT/M)(dp/p). \quad (\text{VI.1.11})$$

As expressões VI.1.3, VI.1.6, VI.1.10 e VI.1.11 são formas alternativas do Primeiro Princípio da Termodinâmica. Para o caso particular do ar seco, consideran-

do-o comportar-se como um gás ideal de massa molecular aparente $M_a = 28,964 \text{ g mol}^{-1}$ e cujo calor específico à pressão constante é c_{pa} , a equação anterior passa a ser:

$$d\chi = c_{pa}dT - (RT/M_a)(dp/p). \quad (\text{VI.1.12})$$

Em se tratando de ar úmido recorre-se ao significado da temperatura virtual (T_v). Analogamente:

$$d\chi = c_{pa}dT_v - (RT_v/M_a)(dp/p). \quad (\text{VI.1.13})$$

Esta equação, de fato, está sendo aplicada à unidade de massa do ar seco que, quando submetido à temperatura T_v , passa a apresentar a mesma massa específica do ar úmido à temperatura T .

Os calores específicos para o ar seco e o vapor d'água constam da Tabela VI.2. Quanto ao ar úmido, os calores específicos dependerão do teor de vapor d'água, expresso em termos da umidade específica (q). Os calores específicos do ar úmido à pressão constante (c_p') e a volume constante (c_v') são, respectivamente:

$$c_p' = c_{pa}(1 - q) + c_{pv}q \quad (\text{VI.1.14})$$

$$e \\ c_v' = c_{va}(1 - q) + c_{vv}q, \quad (\text{VI.1.15})$$

onde $1 - q$ e q exprimem, respectivamente, as massas de ar seco e de vapor d'água que, juntas, constituem a unidade de massa do ar úmido.

Mediante manipulação algébrica simples e usando os valores que figuram na Tabela VI.1, pode-se verificar que:

$$c_p' = c_{pa}(1 + 0,86 q) \quad (\text{VI.1.16})$$

$$e \\ c_v' = c_{va}(1 + 0,97 q). \quad (\text{VI.1.17})$$

Por outro lado, a umidade específica (q) pouco difere, numericamente, da razão de mistura (r), tornando válidas as seguintes equivalências aproximadas:

$$c_p' = c_{pa}(1 + 0,86 r) \quad (\text{VI.1.18})$$

$$e \\ c_v' = c_{va}(1 + 0,97 r). \quad (\text{VI.1.19})$$

TABELA VI.2

VALORES RECOMENDADOS PARA OS CALORES ESPECÍFICOS DO O AR SECO E DO VAPOR D'ÁGUA.

Ar seco:
$c_{pa} = 0,240 \text{ cal g}^{-1} \text{ K}^{-1} = 1,005 \times 10^7 \text{ erg g}^{-1} \text{ K}^{-1} = 7R/2M_a$
$c_{va} = 0,171 \text{ cal g}^{-1} \text{ K}^{-1} = 0,718 \times 10^7 \text{ erg g}^{-1} \text{ K}^{-1} = 5R/2M_a$
$c_{pa}/c_{va} = 7/5 = 1,4$
$M_a = 28,964 \text{ g mol}^{-1}$
$R/M_a = 6,6856 \times 10^{-6} \text{ cal g}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Vapor d'água:
$c_{pv} = 0,447 \text{ cal g}^{-1} \text{ K}^{-1} = 1,85 \times 10^7 \text{ erg g}^{-1} \text{ K}^{-1} = 4R/M_v$
$c_{vv} = 0,337 \text{ cal g}^{-1} \text{ K}^{-1} = 1,39 \times 10^7 \text{ erg g}^{-1} \text{ K}^{-1} = 3R/M_v$
$c_{pv}/c_{vv} = 4/3 = 1,333$
$M_v = 18,016 \text{ g mol}^{-1}$
$R/M_v = 0,110226 \text{ cal g}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$R = 1,98583 \text{ cal mol}^{-1} \text{ K}^{-1} = 8,3146 \times 10^7 \text{ erg mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$
$1 \text{ cal} = 4,18684 \times 10^7 \text{ erg} = 1,00032 \text{ cal}_{15}$

FONTE: List (1971).

2. Processos isentrópicos.

Em Termodinâmica, chama-se processo reversível àquela transformação, puramente conceitual, que se verifica através de sucessivos estados de equilíbrio, todos muito próximos. As transformações reversíveis são também chamadas de quase-estáticas. O termo reversível é usado por se aceitar a hipótese de reverter a evolução de tais transformações termodinâmicas a qualquer momento.

Em um processo reversível, uma variação infinitesimal do calor trocado com o meio ($d\chi$), sob uma dada temperatura (T), corresponde a uma mudança na entropia (ds) do sistema. Analiticamente, para a unidade de massa de um sistema, objeto de uma transformação termodinâmica reversível, tem-se:

$$d\chi = Tds. \quad (\text{VI.2.1})$$

A relação VI.2.1 mostra que os processos reversíveis, em que não se verifi-

quem trocas de calor entre o sistema e o ambiente (processos adiabáticos), são necessariamente isentrópicos ($ds = 0$). Quando a transformação que sofre o sistema não é reversível (como efetivamente acontece com os fenômenos naturais), então:

$$d\chi < Tds. \quad (\text{VI.2.2})$$

O Segundo Princípio da Termodinâmica é analiticamente descrito pela combinação das duas equações precedentes, ou seja:

$$d\chi \leq Tds. \quad (\text{VI.2.3})$$

onde $d\chi$ e ds são variações de calor e entropia referentes à unidade de massa do sistema, respectivamente.

A entropia é uma função de estado, como são a temperatura, a pressão e a energia interna. O sinal $<$, em VI.2.3 traduz o fato físico de ser mais fácil consumir energia do que recuperá-la. A entropia também pode ser associada ao grau de organização (do Universo, por exemplo): o incremento de entropia implica o aumento da desordem (Peixoto, 1969).

Rigorosamente falando, não são conhecidos processos reversíveis na Natureza (de um modo geral, nos processos físicos naturais $d\chi < Tds$). No entanto, no caso específico de interesse à Meteorologia, inúmeras transformações sofridas pelo ar são tratadas como reversíveis no âmbito das atividades práticas, sem que isso provoque erros acentuados. De fato, tais transformações constituem processos quase-reversíveis. Salienta-se, ainda, que, sendo o ar um mau condutor de calor, pode-se também aceitar a natureza adiabática de alguns dos processos termodinâmicos que se verificam na atmosfera. Oportunamente esse aspecto será novamente abordado.

3. Combinação dos Primeiro e Segundo Princípios da Termodinâmica.

O estudo do comportamento termodinâmico de processos reais é, em geral, muito difícil, haja vista o grande número de fatores intervenientes. Para analisá-los, as limitações do conhecimento humano impõem a adoção de hipóteses simplificadoras que, se por um lado tornam sua abordagem científica menos complicada, do outro restringem bastante o espectro de aplicabilidade dos modelos obtidos. Sob esta ótica, pode-se obter uma expressão muito útil ao estudo termodinâmico daqueles processos que possam ser classificados como aproximadamente reversíveis, combinando-se as equações que exprimem o Primeiro (VI.1.3) e o Segundo (VI.2.1) Princípios, ou seja:

$$d\chi = Tds = du + pdv. \quad (\text{VI.3.1})$$

Essa relação funcional é válida para a unidade de massa de qualquer gás. Para o caso particular dos gases cujo comportamento se assemelha ao ideal, é evidente que:

$$d\chi = Tds = c_p dT - (RT/M) (dp/p). \quad (\text{VI.3.2})$$

Em um processo que, além de reversível, seja adiabático ($d\chi = 0$), conclui-se que:

$$c_p dT = (RT/M) (dp/p). \quad (\text{VI.3.2})$$

É muito importante o papel desta equação para o entendimento de algumas transformações que se verificam na atmosfera.

4. Equação de Clausius-Clapeyron.

Durante a mudança de estado das substâncias, as fases presentes permanecem em equilíbrio à mesma temperatura. Sendo uma transformação isotérmica, qualquer variação na quantidade do calor cedido à substância, ou dela retirado, altera apenas a rapidez do processo, mas não interfere na temperatura. Tanto é assim que, aumentando-se o suprimento de gás que alimenta a chama acesa sob um recipiente contendo água em ebulição, a temperatura da água e de seu vapor, observada na interface líquido-vapor, continuará estável, aumentando apenas a taxa de vaporização. A mudança de estado de uma substância é um processo também isobárico.

Sabe-se que o calor latente envolvido em uma transição de fase é exatamente igual àquele associado à transição inversa, desde que ambas ocorram a mesma temperatura. Por exemplo, o calor latente de evaporação e de condensação a 20°C (Tabela VI.1), por exemplo, são iguais.

Algumas conclusões importantes sobre os processos termodinâmicos que condicionam as transições de fase podem ser facilmente extraídas da equação VI.3.1. Representando pelos índices 1 e 2 duas fases de uma substância (líquido e vapor, por exemplo), coexistindo em equilíbrio, então:

$$\int_1^2 d\chi = \int_1^2 Tds = \int_1^2 du + \int_1^2 pdv.$$

O membro da esquerda representa o calor absorvido (positivo) ou liberado

(negativo) pela unidade de massa da substância, ao passar da fase 1 à fase 2, ou seja: o calor latente associado à transformação ($L_{1\rightarrow 2}$). Respalçada no fato das transições de fase se processarem isotérmica e isobaricamente, a integração fornece:

$$L_{1\rightarrow 2} = T(s_2 - s_1) = u_2 - u_1 + p(v_2 - v_1). \quad (\text{VI.4.1})$$

Dessa igualdade, resulta:

$$Ts_2 - u_2 - pv_2 = Ts_1 - u_1 - pv_1.$$

Diferenciando essa expressão, vem:

$$Tds_2 + s_2dT - du_2 - pdv_2 - v_2dp = Tds_1 + s_1dT - du_1 - pdv_1 - v_1dp.$$

No entanto, tendo em vista a equação VI.3.1:

$$s_2dT - v_2dp = s_1dT - v_1dp$$

ou,

$$dp/dT = (s_2 - s_1) / (v_2 - v_1).$$

A equivalência $L_{1\rightarrow 2}/T = s_2 - s_1$, anteriormente obtida (VI.4.1), aplicada nesta expressão, conduz à equação de Clausius-Clapeyron:

$$dp / dT = L_{1\rightarrow 2} / [T (v_2 - v_1)], \quad (\text{VI.4.2})$$

que rege a coexistência de fases de substâncias puras.

No caso específico da transição do estado líquido (1) para o gasoso (2), em relação a uma superfície plana de água pura, deve-se substituir p por e_s (a pressão de saturação do vapor) em VI.4.2. Também é usual desprezar-se o volume específico da água (v_1) por ser muito pequeno quando comparado ao do vapor (v_2). Finalmente, representando por L_E o calor latente de evaporação ($L_{1\rightarrow 2}$), encontra-se a equação de Clausius-Clapeyron aplicável à mudança de estado líquido-vapor para a água (Gordon, 1965):

$$de_s/dT = L_E / (vT), \quad (\text{VI.4.3})$$

em que v passa a designar o volume específico do vapor d'água. Recorrendo à equação de estado do vapor d'água puro, resulta:

$$de_s/dT = e_s M_v L_E / (RT^2). \quad (\text{VI.4.4})$$

Em termos geométricos, de_s/dT traduz a tangente à curva de saturação do

vapor d'água (em relação a uma superfície plana de água pura), que será bastante útil no estudo da evaporação. É possível colocar a equação precedente sob a seguinte forma :

$$de_s/e_s = (M_V L_E / R)(dT/T^2) \quad (VI.4.5)$$

e integrá-la entre o ponto triplo da água [$T_o = 273,16$ K e $e_{s_o} = 6,108$ mb] e um outro ponto qualquer (T, e_s). Para a integração o calor latente será considerado constante pois sua variação com a temperatura é empiricamente conhecida. Sendo M_V , R e T_o constantes, resulta:

$$e_s = 6,108 \exp\{(L_E / 30,11)(T - 273,16)/T\}. \quad (VI.4.6)$$

Esta equação comprova que a pressão de saturação do vapor em relação a uma superfície plana de água pura é uma função exclusiva da temperatura. Embora obtida de forma aproximada, seus resultados são perfeitamente compatíveis com as fórmulas usuais para cálculo de e_s (incluídas no Capítulo IV). Na prática sua utilização é feita substituindo-se o calor latente de evaporação (L_E) em função da temperatura (t °C), de acordo com a seguinte fórmula empírica (obtida por regressão linear):

$$L_E = 596,73 - 0,601 t. \quad (VI.4.7)$$

a qual fornece resultados bastante compatíveis com os da Tabela VI.1.

Aplicando-se o mesmo raciocínio no tocante à transição entre os estados sólido e de vapor, empregando o símbolo L_S para exprimir o calor latente de sublimação, obtêm-se equações semelhantes a VI.4.5 e VI.4.6, relativas à pressão de saturação (e_i) com respeito a uma superfície plana de gelo puro:

$$de_i / e_i = (M_V L_S / R)(dT/T^2). \quad (VI.4.8)$$

Sua integração conduz a:

$$e_i = 6,108 \exp\{(L_S / 30,11)(T - 273,16)/T\}. \quad (VI.4.9)$$

Comparando-se as equações VI.4.6 e VI.4.9, depreende-se que a pressão de saturação sobre a água é maior que sobre o gelo, a uma dada temperatura, obviamente inferior a 273,16 K. Para comprovar isto basta colocá-las na forma logarítmica e efetuar a diferença, obtendo:

$$\ln(e_s/e_i) = (L_E - L_S)(T - 273,16) / (30,11 T).$$

Evidentemente, quando uma temperatura $T < 273,16$ K é escolhida, todo o membro da direita torna-se uma constante positiva pois $L_E < L_S$ (Tabela VI.1) e $T -$

273,16 K < 0. Assim, $\ln(e_s/e_i) > 0$ e, portanto:

$$e_s(T) > e_i(T). \quad (\text{VI.4.10})$$

Esta conclusão é muito importante por revelar que, a qualquer temperatura (T) abaixo da do ponto triplo da água (273,16 K), a coexistência das três fases (superfícies planas de água e gelo, em presença do vapor d'água), implica o ambiente saturado em relação ao gelo e subsaturado em relação à água, já que $e_s(T) > e_i(T)$. Logo, ocorre evaporação na interface líquido-vapor. Esta, por sua vez, contribui para aumentar a pressão saturante, tornando o ambiente sobressaturado em relação ao gelo, provocando sublimação na interface sólido-vapor. Coexistindo as três fases abaixo de 0 °C, portanto, a quantidade de água tende a diminuir, acontecendo o oposto com relação à de gelo. Fato semelhante acontece no interior de uma nuvem, quando coexistem gotas d'água e esferas de gelo do mesmo tamanho: estas tendem a crescer às custas das gotas (Belcufiné, 1975).

Deve-se notar que no triplo ($T_0 = 273,16$ K), tem-se $e_s = e_i$, revelando equilíbrio entre as três fases da água.

5. Processos adiabáticos reversíveis na atmosfera.

Um exemplo clássico de processo adiabático e quase-reversível na atmosfera é o lento movimento vertical (ascendente ou subsidente) de uma parcela de ar, bastante grande para que possam ser desprezados os efeitos advindos de eventuais misturas em sua camada periférica. Ao se elevar, essa parcela irá se expandir, por assumir níveis de menor pressão. Pelo fato de não receber calor da atmosfera adjacente (pois a condutividade térmica do ar é muito pequena), a energia necessária à realização do trabalho de expansão é obtida às custas da redução de sua própria energia interna (como estabelece o Primeiro Princípio da Termodinâmica). Recorrendo à equação VI.1.6 e sendo $d\chi = 0$ e $p dv = dw$, é claro que:

$$dw = c_{vA} dT. \quad (\text{VI.5.1})$$

Então, a temperatura da parcela vai diminuindo (dT) à medida que se eleva e se expande ($+dw$). Reciprocamente, se o movimento for subsidente, o trabalho será negativo (compressão) e a parcela aquecerá.

A variação do volume de uma grande parcela de ar em movimento vertical caracteriza-se, assim, como um processo adiabático (desde que os produtos de condensação eventualmente formados não a abandonem). De fato, exceto na periferia, aonde claramente ocorre mistura de ar entre a parcela e a atmosfera circunjacente, não devem existir trocas de calor entre ela e o meio no qual se desloca. A

porção mais central da parcela não teria como receber calor, ou como cedê-lo à atmosfera. A quantidade de energia radiante, emitida e absorvida por seus constituintes, é relativamente pequena e não seria suficiente para justificar o trabalho realizado.

Outro aspecto relevante é a componente vertical da velocidade da parcela, normalmente da ordem de 10 cm s^{-1} , em contraste com a velocidade do vento, cuja ordem de magnitude, em condições normais, atinge 10 m s^{-1} . Então, o movimento vertical na atmosfera é relativamente lento (por isso é que a aproximação hidrostática funciona!), exceto se há perturbações acentuadas (tempestades, por exemplo). Ante o exposto, o movimento vertical de uma grande parcela de ar, na maioria das vezes, não apenas é considerado adiabático, como igualmente (quase) reversível.

Na discussão que se segue será assumido que a atmosfera está praticamente em equilíbrio hidrostático (situações não perturbadas) e, portanto, que o movimento vertical do ar é lento. Será admitida, ainda, a inexistência de trocas de calor entre a parcela e a atmosfera circunjacente e que nenhum eventual produto de condensação (água ou gelo) abandonará a parcela durante seu movimento vertical (ascendente ou subsidente). Em síntese: serão abordados aqueles processos que possam ser considerados simultaneamente reversíveis e adiabáticos (isentrópicos).

5.1.- Processos isentrópicos na atmosfera isenta de umidade.

No estudo termodinâmico da atmosfera é conveniente usar equações cujas variáveis independentes sejam a pressão (p), a temperatura (T) e um dos parâmetros que definem a umidade do ar, pelo simples fato de serem grandezas facilmente mensuráveis. Perfis verticais dessas variáveis são rotineiramente obtidos nas estações de radiossondagem (Capítulo IV). Tendo em conta a facilidade mencionada, a equação mais conveniente ao estudo que se pretende fazer resulta da combinação dos Primeiro e Segundo Princípios da Termodinâmica.

No caso específico do ar seco, a expressão que rege as transformações reversíveis (VI.3.2) assume a seguinte forma:

$$ds = d\chi/T = c_{pa}(dT/T) - (R / M_a)(dp/p). \quad (\text{VI.5.2})$$

Aplicada àqueles processos que, além de praticamente reversíveis, sejam também adiabáticos ($d\chi = 0$), resulta:

$$c_{pa}(dT/T) = (R / M_a)(dp/p), \quad (\text{VI.5.3})$$

que é equivalente a:

$$c_{pa}dT = (RT / M_a)(dp/p). \quad (VI.5.4)$$

5.1.1 - Temperatura potencial.

A primeira aplicação da expressão VI.5.3 consiste em se obter um parâmetro adequado para caracterizar a ocorrência de processos adiabáticos reversíveis em uma atmosfera isenta de umidade. Para isso, deve-se passá-la à forma diferencial logarítmica:

$$d(\ln T) = [R/ (c_{pa}M_a)] d(\ln p) = 0,286 d(\ln p), \quad (VI.5.5)$$

Pois $R/ (c_{pa}M_a) = 0,286$. Integrando-a, obtém-se a relação funcional entre a temperatura (K) e a pressão (mb) em processos isentrópicos com ar seco, a conhecida equação de Poisson:

$$(T / T_0) = (p / p_0)^{R/ (c_{pa}M_a)} = (p / p_0)^{0,286} \dots \quad (VI.5.6)$$

As constantes de integração (p_0 e T_0) são arbitrárias. Convencionou-se adotar $p_0=1000$ mb e fazer $T_0= \theta$. Nessas circunstâncias:

$$(T/\theta) = (p/1000)^{R/ (c_{pa}M_a)} \quad (VI.5.7)$$

ou

$$(T/\theta) = (p/1000)^{0,286} \quad (VI.5.8)$$

Chama-se temperatura potencial à grandeza θ (K), que representa a temperatura à qual estará submetida uma parcela de ar seco quando, partindo das condições iniciais (p , T), for levada ao nível de pressão de 1000 mb, mediante um processo adiabático reversível. Sua dedução deve-se a H. Helmholtz, em 1884 (Godske *et al.*, 1957).

Respeitada a condição isentrópica, a temperatura potencial é uma grandeza conservativa (variável de estado). De fato, se o processo ao qual foi submetida a parcela, em seu deslocamento vertical, tiver sido isentrópico, θ não muda (quaisquer que sejam os valores de p e T considerados). Uma vez conhecido um par de valores (p , T), a equação precedente permite calcular a temperatura à qual estará submetida a parcela em qualquer nível de pressão especificado, ou determinar o nível de pres-

são onde essa mesma parcela deverá assumir uma temperatura prefixada (desde que sua evolução seja isentrópica). Qualquer mudança havida no valor de θ denuncia a ocorrência de um processo não adiabático.

É ilustrativo mostrar a relação entre a entropia e a temperatura potencial. Para isso, coloca-se a equação VI.5.7 sob a forma logarítmica, ou seja:

$$\ln \theta = \ln T + (R/c_{p_a}M_a)(\ln p - \ln 1000). \quad (\text{VI.5.9})$$

As formas diferenciais correspondentes a VI.5.9 são:

$$d\theta/\theta = dT/T + (R/c_{p_a}M_a)(dp/p) \quad (\text{VI.5.10})$$

e

$$d(\ln \theta) = d(\ln T) + (R/c_{p_a}M_a) d(\ln p). \quad (\text{VI.5.11})$$

Por outro lado, põe-se a equação VI.5.5 na forma:

$$ds = c_p d(\ln T) - (R/M_a) d(\ln p). \quad (\text{VI.5.12})$$

Agora, combinando as duas últimas expressões, resulta:

$$ds = c_{p_a} d(\ln \theta) = c_{p_a} d\theta/\theta. \quad (\text{VI.5.13})$$

Então, naqueles processos em que a temperatura potencial não muda, a variação de entropia é nula. Reciprocamente, nos processos adiabáticos reversíveis tem-se:

$$c_{p_a} \ln \theta = \text{constante}. \quad (\text{VI.5.14})$$

Em um diagrama de coordenadas T e p , as linhas $c_{p_a} \ln(\theta) = \text{constante}$ representam processos adiabáticos reversíveis e são ditas adiabáticas secas. Elas representam as transformações isentrópicas a que está sujeita uma parcela de ar seco em movimento vertical na atmosfera.

5.1.2 - Razão adiabática seca.

Há uma outra conclusão importante, oriunda da equação VI.5.3. De fato, estando a atmosfera em equilíbrio hidrostático e sendo o comportamento do ar seco praticamente idêntico ao do gás ideal ($\rho_a = pM_a/RT$), então:

$$c_{pa} dT = -g dz \quad (\text{VI.5.15})$$

ou,

$$\gamma_a = -dT/dz = g/c_{pa} = 9,8 \text{ }^\circ\text{C/km}. \quad (\text{VI.5.16})$$

Ao parâmetro γ_a chama-se razão adiabática para o ar seco ou, abreviadamente, razão adiabática seca. Fisicamente γ_a exprime a variação de temperatura a que está sujeita uma parcela de ar seco, como consequência de seu movimento vertical, quando o faz obedecendo a um processo adiabático reversível. Observa-se que a temperatura da parcela diminui quando sua altitude aumenta e vice-versa. Como esperado, uma parcela que se eleve na atmosfera deverá resfriar-se; caso seu movimento seja subsidente, ocorrerá um aquecimento. A mudança de temperatura se efetua na proporção de quase 1°C para cada 100 m de variação de altitude.

É necessário enfatizar a distinção entre gradiente vertical de temperatura (definido no Capítulo II) e razão adiabática.

O gradiente vertical de temperatura ($\partial T/\partial z$) indica como a temperatura varia com a altitude em uma dada camada da atmosfera (mas também com as coordenadas horizontais, daí usar-se derivada parcial), sendo calculado a partir de observações feitas simultaneamente em diferentes níveis (é uma grandeza instantânea). Em geral se utiliza o parâmetro Γ definido como

$$\Gamma = [-\partial T/\partial z]_t$$

justificando-se o sinal negativo porque a temperatura diminui quando z aumenta;

A razão adiabática refere-se à variação de temperatura com a altitude, experimentada por uma mesma parcela de ar que se desloca verticalmente na atmosfera (e que, ao fazê-lo, consome um certo tempo). Trata-se de uma grandeza não instantânea, pois a variação de temperatura é determinada em relação ao mesmo volume substantivo de ar, que demora um certo tempo para se mover:

$$\gamma_a = [-d T/dz]_m$$

Nessas relações os índices t e m denotam, respectivamente, o tempo e a individualidade da massa (substantividade) da amostra de ar. Na última equação não utilizou-se a derivada parcial porque, estando a atmosfera em equilíbrio hidrostático, não há variação da temperatura com as coordenadas horizontais nas vizinhanças do nível (z) considerado.

5.2 - Processos quase-isentrópicos no ar úmido.

Foi comentado no Capítulo IV, que o estudo do comportamento físico de uma parcela de ar úmido poderia ser feito a partir das equações demonstradas para o ar seco, desde que sua temperatura real (T) fosse substituída pela temperatura virtual (T_V). A equação que rege os processos adiabáticos reversíveis no ar úmido é obtida pela simples substituição de T por T_V em VI.5.3. Daí:

$$c_{pa} dT_V = (RT_V/M_a)(dp/p) \quad (\text{VI.5.17})$$

Intuitivamente depreende-se que não deve haver diferenças significativas no comportamento do ar úmido em relação ao do ar seco, já que o vapor d'água contribui com uma porcentagem muito pequena para massa total da parcela {de fato, $q = 0,622e / (p - e)$ }.

Evidentemente, não se trata de ar saturado, já que não se pretende analisar (por enquanto) as conseqüências advindas da condensação.

5.2.1 - Temperatura potencial virtual.

A equação VI.5.17 pode ser posta na forma diferencial logarítmica, isto é:

$$d(\ln T_V) = (R / c_{pa} M_a) d(\ln p). \quad (\text{VI.5.18})$$

Integrando-a, tem-se:

$$(T_V/\theta_V) = (p/1000)^{R/ (c_{pa} M_a)} \quad (\text{VI.5.19})$$

ou

$$(T_V/\theta_V) = (p/1000)^{0,286} \quad (\text{VI.5.20})$$

A temperatura potencial virtual θ_V (K) tem, em relação ao ar úmido, as mesmas propriedades que a temperatura potencial (θ) possui com respeito ao ar seco.

Na prática, como ambas têm valores muito próximos, costuma-se adotar a temperatura potencial também para o ar úmido, naqueles estudos em que se permite uma aproximação mais grosseira.

5.2.2 - Razão adiabática úmida.

Nas situações em que é válido assumir a hipótese do equilíbrio hidrostático, a equação VI.5.17 se reduz a:

$$c_{pa} dT_V = -gdz. \quad (\text{VI.5.21})$$

Lembrando que $T_V = T(1 + r / 0,622) / (1 + r)$, sendo r a razão de mistura, resulta:

$$\gamma_U = -dT/dz = (g/c_{pa}) (1 + r) / (1 + r/0,622). \quad (\text{VI.5.22})$$

O fator $(1 + r) / (1 + r/0,622)$ não ultrapassa 0,98 (mesmo no caso de ar extremamente úmido), revelando que a razão adiabática úmida é ligeiramente inferior à seca (γ_a). A diferença é tão pequena que faculta adotar esta em lugar daquela. Assim, para fins práticos,

$$\gamma_U \approx \gamma_a = 9,8 \text{ }^\circ\text{C/km}. \quad (\text{VI.5.23})$$

6. Processos pseudo-adiabáticos.

Quando o ar saturado se expande, devido a um deslocamento ascensional, o resfriamento resultante provoca a condensação ou a sublimação de vapor d'água, geralmente originando uma nuvem. Quando a temperatura é inferior a 0 °C, tanto podem surgir gotas d'água (sobrefundidas), como cristais de gelo. Entretanto, nessa faixa de temperaturas o calor latente de sublimação supera o de condensação em cerca de 10% apenas (Tabela VI.1), não sendo costume analisar separadamente o caso da sublimação.

Durante o movimento ascendente, a parcela de ar saturado se resfria (devido à expansão) à razão de 9,8 °C/km, porém, a liberação de calor latente (devida à condensação ou à sublimação de vapor d'água) tende a aquecê-la, neutralizando em parte esse efeito. A razão de resfriamento do ar saturado em movimento ascendente é, dessa maneira, inferior à razão adiabática seca.

Para que se possa compreender melhor essa questão, dois casos extremos serão apreciados:

- a - nenhuma partícula hídrica (no estado sólido ou líquido) abandona a parcela (não há precipitação); e
- b - todas as partículas abandonam o sistema, imediatamente depois de formadas (precipitação imediata).

Na primeira situação haveria possibilidade de inverter o processo, já que os produtos de condensação e de sublimação retornariam à fase gasosa caso a parcela passasse a ter movimento descendente. O calor latente liberado na etapa ascendente (expansão) seria consumido durante a descendente (compressão), na evaporação das próprias partículas formadas. Assim, a parcela poderia retornar ao nível inicial de pressão passando por todos os estados termodinâmicos intermediários, na ordem inversa àquela observada durante a ascensão, atingindo-o com a mesma temperatura original. Trata-se, por conseguinte, de uma transformação tipicamente reversível e, ainda, adiabática (considera-se que não houve trocas de calor entre a parcela e a atmosfera circunjacente).

Na segunda situação o processo não seria adiabático, pois uma pequena quantidade de calor é conduzida pelas partículas que abandonam a parcela (precipitação). Tampouco seria reversível, haja vista que sua inversão jamais poderia conduzi-la às condições originais de temperatura e umidade, quando trazida ao nível original de pressão.

De um modo geral, quando o ar saturado se expande na atmosfera (provocando condensação), ou não ocorre precipitação alguma, ou apenas uma parte das partículas hídricas formadas se precipita. Por outro lado, a quantidade de calor conduzida pelas partículas que abandonam a nuvem é pequena, quando comparada à que nela permanece. Diante disso, costuma-se simplesmente assumir que todo o calor latente liberado continua no sistema, denominando-se esse processo (de fato um modelo) de pseudo-adiabático.

Segundo Peixoto (1969) o modelo pseudo-adiabático é uma excelente aproximação dos processos reais aos quais está sujeita a atmosfera saturada. A razão de resfriamento experimentada por uma parcela de ar saturado, em movimento ascendente, é praticamente igual à estimada através desse modelo. De fato, a massa de vapor d'água existente por unidade de massa de ar saturado (q_s) é pequena e, portanto, a quantidade de água precipitada (no estado líquido ou sólido) é igualmente pequena, quando comparada à massa total de ar que integra a própria nuvem.

Dada a complexidade dos processos atmosféricos que envolvem mudança de estado da água, a razão pseudo-adiabática será obtida sem que se levem em conta os efeitos causados pelo raio de curvatura e pela concentração salina das gotas formadas. O efeito do raio de curvatura será apreciado quando da abordagem das nuvens sob o aspecto microfísico (Capítulo VIII).

Imagine-se uma amostra (parcela) de ar saturado, em que cada unidade de massa é constituída pela mistura de q_s gramas de vapor d'água com $1 - q_s$ gramas de ar seco, submetida a uma temperatura T e a uma pressão atmosférica p . Para efeito de referência à umidade, à temperatura e à pressão, será adotada a região central da parcela, exatamente para evitar os problemas inerentes à mistura que se verifica em sua camada periférica.

Uma redução infinitesimal na temperatura, provocada por expansão (decorrente de um deslocamento ascendente) irá causar a condensação de dq_s gramas de vapor, liberando calor latente ($-L_E dq_s$). Logo, o calor ($d\chi$) envolvido na transição de fase será:

$$d\chi = Tds = -L_E dq_s. \quad (\text{VI.6.1})$$

O sinal negativo advém do fato do calor latente (L_E) ser produzido às custas de uma redução ($-dq_s$) da umidade específica da parcela.

Uma vez aceito que todo o calor produzido será absorvido apenas pelo ar seco (como estarei o modelo pseudo-adiabático), é possível, partindo da equação VI.5.3, ver que:

$$-L_E dq_s = (1 - q_s)\{c_{pa}dT - (RT/M_a)(dp/p)\}. \quad (\text{VI.6.2})$$

Na última equação serão feitas as seguintes simplificações, para possibilitar sua integração:

1ª no membro da direita, considera-se que $1 - q_s$ é praticamente igual à unidade (já que q_s nunca ultrapassa a 0,04 gramas de vapor d'água por grama de ar úmido);

2ª no da esquerda, ainda dentro da tolerância admissível, toma-se $q_s \approx 0,622e_s/p$. Desta relação (aplicando logaritmos e diferenciando) decorre:

$$dq_s/q_s \approx de_s/e_s - dp/p.$$

Adotando as simplificações acima, tem-se:

$$-L_E q_s [de_s/e_s - dp/p] = c_{pa}dT - (RT/M_a)(dp/p). \quad (\text{VI.6.3})$$

Agora, utilizando a equação de Clausius-Clapeyron (VI.4.6), demonstra-se que:

$$-q_s \{ [M_V(L_E)^2 / RT^2] dT - L_E dp/p \} = c_{pa}dT - (RT/M_a)(dp/p)$$

$$-(0,622e_s/p) \{ [M_V(L_E)^2 / RT^2] dT - L_E dp/p \} = c_{pa}dT - (RT/M_a)(dp/p).$$

Finalmente, substituindo dp por $-\rho_a g dz$ (o que equivale a manter a habitual hipótese do equilíbrio hidrostático para a atmosfera),

$$-(M_V e_s / p M_a) \{ [M_V(L_E)^2 / RT^2] dT + (M_a L_E / RT) g dz \} = c_{pa}dT + g dz \quad (\text{VI.6.4})$$

e designando por $\gamma_s = -dT/dz$ a razão pseudo-adiabática, chega-se ao seguinte resultado:

$$\gamma_s = \gamma_a (1+A)/(1+B). \quad (\text{VI.6.5})$$

onde A e B são adimensionais:

$$A = L_E M_V e_S / pRT$$

$$B = (M_V L_E)^2 e_S / (M_a c_{pa} R p T^2).$$

Analisando a equação V.6.5, constata-se que a razão pseudo-adiabática é menor que a seca, pois $(1+A)/(1+B) < 1$. Além disso, não é constante, variando com a pressão e com a temperatura (Tabela VI.3). Embora aproximada, a equação V.6.5 fornece resultados com erro relativamente pequeno e que varia entre $0^\circ\text{C}/\text{km}$ ($t = -50^\circ\text{C}$, $p = 1050\text{ mb}$) e $0,5^\circ\text{C}/\text{km}$ ($t = 50^\circ\text{C}$, $p = 1050\text{ mb}$).

TABELA VI.3
RAZÃO PSEUDO-ADIABÁTICA ($^\circ\text{C}/\text{km}$)

t	PRESSÃO ATMOSFÉRICA (mb)									
	1050	1000	900	800	700	600	500	400	300	200
$^\circ\text{C}$										
-50	9,67	9,66	9,65	9,64	9,62	9,60	9,57	9,52	9,44	9,29
-45	9,61	9,60	9,58	9,56	9,53	9,50	9,44	9,37	9,25	9,01
-40	9,52	9,50	9,48	9,44	9,40	9,34	9,26	9,15	8,97	8,62
-35	9,38	9,37	9,33	9,27	9,21	9,12	9,01	8,84	8,58	8,11
-30	9,20	9,17	9,11	9,04	8,94	8,82	8,66	8,43	8,08	7,47
-25	8,94	8,91	8,82	8,72	8,60	8,43	8,22	7,92	7,47	6,75
-20	8,61	8,57	8,45	8,32	8,15	7,95	7,68	7,31	6,79	5,99
-15	8,20	8,14	8,00	7,83	7,63	7,38	7,06	6,64	6,07	5,25
-10	7,72	7,64	7,47	7,27	7,04	6,75	6,40	5,95	5,37	4,58
-5	7,17	7,08	6,89	6,67	6,41	6,11	5,74	5,29	4,73	4,01
0	6,59	6,49	6,29	6,05	5,78	5,47	5,11	4,69	4,17	3,54
5	6,00	5,90	5,69	5,45	5,19	4,89	4,55	4,16	3,71	3,17
10	5,43	5,33	5,13	4,90	4,65	4,38	4,07	3,73	3,34	
15	4,90	4,81	4,62	4,41	4,19	3,94	3,67	3,38		
20	4,44	4,36	4,18	4,00	3,80	3,58	3,35			
25	4,05	3,97	3,82	3,65	3,48	3,30				
30	3,72	3,65	3,52	3,38	3,23					

7. Umidificação e desumidificação isobáricas.

Imagine-se uma parcela de ar não saturado que se pretenda resfriar, isobárica e adiabaticamente, evaporando água em seu interior, até saturá-la. O calor latente usado na evaporação deverá ser integralmente suprido pelo próprio ar úmido. Assim, se as condições iniciais da parcela forem p , T e q , suas condições, ao final do processo, serão: p , T' e q_s' , onde q_s' simboliza a umidade específica saturante à temperatura T' . Por causa do resfriamento, $T' < T$.

A quantidade de calor latente usada para evaporar a água necessária à saturação da parcela à temperatura T' (K) será:

$$d\chi = L_E(T') [q_s' - q],$$

representando por $L_E(T')$ o calor latente de evaporação que é função de T' . O calor correspondente, cedido pelo ar será:

$$d\chi = (1 - q) c_{pA} [T - T'] + q c_{pV} [T - T'],$$

em que o primeiro termo representa a contribuição devida ao resfriamento do ar seco e o segundo a do vapor. Igualando as duas relações precedentes e rearranjando, pode-se ver que:

$$[c_{pA} - q(c_{pA} - c_{pV})] [T - T'] = L_E(T') [q_s' - q]. \quad (\text{VI.7.1})$$

Esta expressão rege a variação da temperatura com a umidade específica, em um processo simultaneamente isobárico e adiabático de umidificação (ou de desumidificação) do ar.

A ordem de grandeza da umidade específica (q) é normalmente inferior a 0,04 e o produto $q(c_{pA} - c_{pV})$ resulta quase sempre menor que 0,008. Na prática, costuma-se ignorá-lo, cometendo-se um erro de menos de 1%. Por outro lado, dentro da mesma margem de erro, pode-se aceitar que $q \approx 0,622e/p$ e $q_s' \approx 0,622e_s'/p$. Introduzindo essas aproximações, a expressão precedente restringe-se a:

$$T - T' = (1/\gamma^*) (e_s' - e). \quad (\text{VI.7.2})$$

Esta é outra forma da conhecida equação psicrométrica, onde $\gamma^* = p c_{pA} / 0,622 L_E$ é o parâmetro psicrométrico o qual, geometricamente falando, traduz a inclinação da linha que representa o processo de umidificação isobárica em um diagrama de coordenadas T , e (Fig. IV.1). Desenvolvendo VI.7.2, encontra-se:

$$T + e/\gamma^* = T' + e_s'/\gamma^* = T_E, \quad (\text{VI.7.3})$$

revelando que a temperatura equivalente isobárica (T_E) é um invariante e, como tal, serve para caracterizar uma parcela de ar úmido.

Para que se faça uma idéia clara da utilidade da temperatura equivalente isobárica, basta verificar que a variação do calor total do sistema, também chamado de entalpia (H), é dada pela soma das variações observadas no calor sensível (ΔC) e no calor latente (ΔL) que nele ocorrem. Evidentemente, por unidade de volume

$$\Delta C = \rho c_{pa}(T - T') \quad (\text{VI.7.4})$$

$$\Delta L = \rho (q_s' - q) L_E = (\rho c_{pa}/\gamma^*)(e_s' - e). \quad (\text{VI.7.5})$$

Então, a variação de entalpia (ΔH) corresponde a:

$$\Delta H = \rho c_{pa}(T - T') + (\rho c_{pa}/\gamma^*)(e_s' - e)$$

ou

$$\Delta H = \rho c_{pa}(T + e/\gamma^*) - \rho c_{pa}(T' + e_s'/\gamma^*).$$

Tendo em vista a relação VI.7.3, vê-se que:

$$\Delta H = \rho c_{pa}(T_E - T_E'). \quad (\text{VI.7.6})$$

Comparando as expressões VI.7.6 e VI.7.4 infere-se que a temperatura equivalente isobárica (T_E) está relacionada à variação de entalpia (calor sensível e latente) do mesmo modo que a temperatura (T) está relacionada à variação de calor sensível (Monteith, 1975).

Ao contrário da temperatura real (T), a temperatura equivalente isobárica (T_E) não pode ser determinada com termômetros. Trata-se de uma temperatura fictícia: um parâmetro que tem dimensões de temperatura (K).

8. Desumidificação pseudo-adiabática.

Imagine-se a seguinte seqüência de processos à qual é submetida uma parcela de ar úmido, cujas condições iniciais sejam p_o , T_o , q_o (equivalentes a θ , q_o):

- 1^o - expansão adiabática até que se torne saturada, passando às condições p , T , $q_s = q_o$ (equivalentes a θ , $q_s = q_o$). Note-se que $q_s = q_o$ porque a saturação ocorre sem acréscimo de vapor d'água; apenas por resfriamento;

- 2º - Expansão pseudo-adiabática, até ficar absolutamente isenta de umidade, assumindo as condições p_1 , T_1 , $q_s = 0$ (nesta etapa, todo produto de condensação abandona a parcela);
- 3º - Compressão adiabática (do ar já seco), até atingir o nível de pressão de 1000 mb.

Como a desumidificação é total, admite-se que todo o calor latente liberado seja usado para aquecer o ar seco (o que resta na parcela). Na prática, ignora-se a fração da energia que é transferida para fora da parcela via precipitação. Em decorrência do calor latente liberado, o ar seco terá, ao atingir o nível de 1000 mb expandindo-se adiabaticamente, uma temperatura superior à potencial (θ), que é chamada pseudotemperatura potencial equivalente (θ_{SE}). O incremento que se verifica na temperatura potencial é obtido da equação V.5.13, ou seja:

$$ds = c_{pa} d\theta/\theta = - L_E dq_s/T. \quad (i)$$

A integração desta equação não pode ser feita diretamente, por não se conhecer a relação funcional entre a temperatura potencial e a umidade específica saturante (q_s). Normalmente, a integração é efetuada de modo aproximado, assumindo a seguinte simplificação:

$$dq_s/T = d(q_s/T). \quad (ii)$$

Note-se que, sendo

$$d(q_s/T) = dq_s/T - q_s dT/T^2,$$

ao se desprezar o último termo não está sendo cometido um erro grande. De fato, q_s é pequeno (na pior das hipóteses, da ordem de 0,04) e T^2 é relativamente grande (pois a temperatura é dada em graus absolutos). Hess (1959) afirma que, para T da ordem de 237 K, dq_s/T é cerca de 14 vezes maior do que $q_s dT/T^2$ e, ainda, que essa proporção se mantém elevada em toda a atmosfera. Introduzindo a simplificação proposta (ii), na equivalência anterior (i) verifica-se imediatamente que:

$$c_{pa} d(\ln\theta) = - L_E d(q_s/T).$$

Integrando entre os limites inicial (θ , $q_s = q_o$) e final (θ_{SE} , $q_s = 0$), encontra-se, aproximadamente:

$$\ln(\theta_{SE}/\theta) = L_E q_s/(c_{pa} T)$$

ou seja,

$$\theta_{SE} = \theta \exp[L_E q_s / (c_{pa} T)]. \quad (VI.8.1)$$

Analogamente,

$$T_{SE} = T \exp[L_E q_s / (c_{pa} T)], \quad (VI.8.2)$$

em que T_{SE} é chamada pseudotemperatura equivalente. Fisicamente, T_{SE} representa a temperatura que a parcela assumiria ao retornar adiabaticamente ao nível original de pressão, depois de ter sofrido uma desumidificação pseudo-adiabática. Para o caso de θ_{SE} o nível final seria 1000 mb, naturalmente.

Nas duas últimas equações, T não é a temperatura inicial da parcela de ar úmido (T_o), mas aquela em que ocorreu a saturação (por resfriamento não isobárico).

Dividindo, membro a membro, VI.8.2 por VI.8.1 e tendo em conta VI.5.7, pode-se escrever:

$$T_{SE}/\theta_{SE} = T/\theta = (p/1000)^{R/(c_{pa}M_a)} \quad (VI.8.3)$$

Comparando-a com VI.5.19, resulta a equivalência:

$$T/\theta = T_V/\theta_V = T_{SE}/\theta_{SE}, \quad (VI.8.4)$$

evidenciando que T_{SE} mantém para com θ_{SE} a mesma proporção que a temperatura (T) guarda relação à temperatura potencial (θ) e que a temperatura virtual (T_V) apresenta com respeito à temperatura potencial virtual (θ_V).

9. Equilíbrio atmosférico.

Para o estudo das condições de equilíbrio da atmosfera será adotado o chamado "método da parcela", que analisa o comportamento de uma parcela de ar (tal como anteriormente conceituada) em relação à atmosfera que a circunda. Em todo o desenvolvimento deste assunto será adotado, como referência, o centro da parcela, unicamente com o intuito de eliminar os indesejáveis efeitos decorrentes de eventuais misturas de ar em sua periferia. Em outras palavras, isso significa que a temperatura (T), a pressão (p) e a massa específica (ρ) serão sempre referidas à porção central da parcela. Por outro lado, as expressões "atmosfera adjacente", "ar adjacente" e "ar ambiente" serão empregadas para designar o ar que se encontra em torno da parcela, mas na mesma superfície isobárica em que se localiza o seu centro, em um dado instante.

Como de hábito, admite-se que, em um certo instante, uma dada camada da atmosfera se encontre praticamente em equilíbrio hidrostático. Imagine-se que uma parcela de ar dessa camada, tendo as mesmas características (p , T , q), sofra um impulso infinitesimal qualquer que a obrigue a um pequeno deslocamento vertical. É o caso, por exemplo, do ar que, após atravessar lentamente uma planície, é forçado a subir ao longo de uma encosta, até atingir o topo da elevação. Outro exemplo seria o movimento subsidente do ar associado a um centro anticiclônico.

Ao deslocar-se verticalmente, a parcela experimenta uma mudança de temperatura, que se processa à razão adiabática seca, ou à razão pseudo-adiabática, conforme a parcela esteja úmida ou saturada, respectivamente. É evidente que essa mudança de temperatura resulta do trabalho de expansão (se o movimento for ascendente), ou de compressão (caso seja descendente) e, portanto, está condicionada a uma variação na densidade do ar da parcela. Uma vez cessada a causa que obrigou a parcela a se deslocar, sua densidade poderá ser maior, igual ou menor que a da atmosfera adjacente (no novo nível de pressão atingido) daí resultando sua tendência a descer, a estacionar ou a subir, respectivamente. Dependendo de sua densidade final em relação à do ar adjacente, então, a parcela poderá:

- i - reverter o sentido do movimento e retornar ao nível de pressão original (não necessariamente ao mesmo ponto geográfico de onde veio);
- ii - continuar o movimento vertical, afastando-se da superfície isobárica aonde originalmente se encontrava;
- iii - permanecer na nova superfície isobárica atingida.

Sendo a parcela representativa da camada atmosférica (p , T , q) de onde se originou, essa camada é dita em equilíbrio estável, instável ou indiferente, conforme aconteça a situação i, ii ou iii, respectivamente. A tendência que a parcela apresenta, após cessar a causa que a obrigou a se mover verticalmente, define, então, o estado de equilíbrio da camada de onde proveio. Portanto, aquela camada encontra-se em equilíbrio estável ou instável, respectivamente, quando possui tendência a inibir (i) ou a reforçar (ii) eventuais movimentos verticais. Caso não se caracterize tendência alguma (iii), a camada está em equilíbrio neutro, ou indiferente.

O estado de equilíbrio, em um dado ponto da atmosfera traduz a tendência que o ar apresenta de, uma vez submetido a um pequeno deslocamento vertical, afastar-se cada vez mais do ponto de origem, retornar a ele ou, ainda, acomodar-se ao novo nível atingido. Assim, o estado de equilíbrio de uma camada atmosférica, num dado instante, é caracterizado pela aceleração vertical de uma parcela de ar que a represente, quando submetida a um impulso vertical pequeno (ascendente ou descendente).

Designando por w o módulo da componente vertical do movimento da parcela, por t o tempo e por z a altitude, a aceleração vertical (dw/dt) será:

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

$$dw/dt = d^2z/dt^2.$$

Uma aceleração positiva caracteriza o afastamento progressivo da parcela de sua origem (instabilidade); uma desaceleração ($dw/dt < 0$) indica o contrário (estabilidade). Quando $dw/dt = 0$, cai-se, necessariamente, no caso do equilíbrio neutro (indiferente).

Tendo em conta a condição de equilíbrio hidrostático da camada, pode-se aceitar que, nas vizinhanças da parcela, as componentes horizontais da força do gradiente de pressão são nulas. Logo:

$$(dw/dt) \vec{k} = - (1/\rho^*)(dp/dz) \vec{k} - g \vec{k}. \quad (\text{VI.9.1})$$

onde \vec{k} é o versor vertical apontando para o zênite local e ρ^* simboliza a densidade do ar no centro da parcela. No caso específico da aceleração da gravidade ($-g \vec{k}$) compensar a componente vertical $[-(1/\rho^*)(dp/dz) \vec{k}]$ da força do gradiente de pressão, estaria satisfeita a condição de equilíbrio hidrostático ($dw/dt = 0$). Em qualquer outra situação, a parcela possuirá aceleração vertical.

9.1 - Análise da densidade.

Qualquer que seja o nível que se considere, as pressões reinantes em um dado nível, dentro e fora da parcela devem ser iguais, pois se trata de um meio fluido. A variação de pressão por unidade de deslocamento vertical experimentada pela parcela (dp/dz) é igual a da atmosfera adjacente. No entanto, como a atmosfera encontra-se em equilíbrio hidrostático, obedece à equação:

$$dp/dz = -\rho g.$$

Substituindo o valor de dp/dz na equação VI.9.1, obtém-se, em módulo:

$$dw/dt = g(\rho - \rho^*)/\rho^*. \quad (\text{VI.9.2})$$

Verifica-se, como esperado, que a aceleração vertical vai depender da diferença entre as densidades da atmosfera adjacente e da parcela. Nas vizinhanças de z , a atmosfera estará em equilíbrio estável, indiferente ou instável, conforme a diferença $\rho - \rho^*$ seja menor, igual ou maior que zero, respectivamente.

Na prática o emprego da relação VI.9.2 não é conveniente, por pressupor que se conheça a distribuição espaço-temporal de ρ , o que não é verdade. Torna-se necessário usar outro caminho.

9.2 - Análise da variação vertical de temperatura.

Usando a equação de estado dos gases ideais para eliminar ρ e ρ^* da equação VI.9.2, resta:

$$dw/dt = g (T^* - T) / T. \quad (\text{VI.9.3})$$

A aceleração da parcela vai depender de sua temperatura em relação à da atmosfera circundante. A camada da atmosfera que ela representa será instável, neutra ou estável conforme a diferença T^*-T seja positiva, nula ou negativa, respectivamente. O emprego dessa expressão exige o conhecimento de T^* , função dos processos termodinâmicos aos quais se submeteu a parcela durante o movimento vertical. Se T_0 representar a temperatura da parcela e da camada atmosférica antes de iniciar o movimento, então:

$$T^* = T_0 - \gamma_a \Delta z \quad \dots \text{parcela não saturada;}$$

$$T^* = T_0 - \gamma_s \Delta z \quad \dots \text{parcela saturada;}$$

em que γ_a e γ_s indicam as razões adiabática e pseudo-adiabática, como apropriado. Por outro lado, sendo Γ a variação vertical de temperatura observada na camada em questão (Γ tem sinal oposto ao do gradiente vertical de temperatura), então, a temperatura da atmosfera no nível z será:

$$T = T_0 - \Gamma \Delta z.$$

com Δz representando a diferença de altitude. É evidente que a variação da temperatura com a altitude na camada atmosférica que se considere não é necessariamente linear. No entanto, é sempre possível dividi-la em sub-camadas capazes de atender a essa condição.

Diante das três relações anteriores, a equação VI.9.3 passa a ter o seguinte aspecto, para o caso do ar não saturado e saturado, respectivamente:

$$dw/dt = (\Gamma - \gamma_a) g \Delta z / T \quad (\text{VI.9.4})$$

e

$$dw/dt = (\Gamma - \gamma_s) g \Delta z / T. \quad (\text{VI.9.5})$$

A relação VI.9.4 evidencia que a atmosfera úmida será instável, neutra ou es-

tável, conforme a variação vertical de temperatura (Γ) seja maior, igual ou menor que a razão adiabática seca (γ_a). Raciocínio semelhante se aplica quando a camada estiver saturada (VI.9.5), mas levando-se em conta a razão pseudo-adiabática (γ_s).

O estudo do equilíbrio da atmosfera é melhor visualizado quando feito graficamente. Nas Figuras VI.1 e VI.2, a linha Γ indica a variação vertical de temperatura do ar (observada) e γ_a traduz a razão adiabática seca (9,8 °C/km). Na Figura VI.1; a parcela de ar úmido que se eleva a partir da superfície, ao atingir 100 m de altura, estará mais fria que a atmosfera adjacente e tenderá a retornar ao nível de origem (estabilidade). Na Figura VI.2, a parcela estará mais aquecida que a atmosfera circundante e tenderá a se afastar cada vez mais da posição de origem.

As equações VI.9.4 e VI.9.5 evidenciam que, para conhecer a condição de equilíbrio de uma determinada camada da atmosfera, basta confrontar a inclinação da reta que traduz seu gradiente vertical de temperatura $\Gamma = - \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)$ com as linhas que representam as razões adiabática e pseudo-adiabática. Como a razão pseudo-adiabática é sempre menor que a adiabática, as seguintes conclusões são evidentes:

- a camada será **absolutamente estável** quando a variação vertical de temperatura na atmosfera for menor que a razão pseudo-adiabática ($\Gamma < \gamma_s$);
- a camada será **absolutamente instável** se a variação vertical de temperatura na atmosfera for maior que a razão adiabática ($\Gamma < \gamma_a$);
- quando a variação vertical de temperatura na atmosfera for superior à razão pseudo-adiabática, porém menor que a razão adiabática seca ($\gamma_s < \Gamma < \gamma_a$), a camada será **condicionalmente instável** ou seja: será instável se o ar estiver saturado e estável no caso contrário.

9.3 - Análise das temperaturas potenciais (θ , θ_v e θ_{SE}).

Uma outra maneira de testar a condição de equilíbrio de uma camada da atmosfera é empregar a temperatura potencial (θ), a temperatura potencial virtual (θ_v) ou a pseudotemperatura potencial equivalente (θ_{SE}), conforme essa camada esteja seca, úmida ou saturada, respectivamente.

Na eventualidade da camada ser constituída por ar seco, parte-se da equação VI.5.10 e substitui-se dp por $-\rho g dz$. Logo:

$$(1/\theta)(d\theta/dz) = (1/T)(dT/dz - g/c_{pA}). \quad (VI.9.6)$$

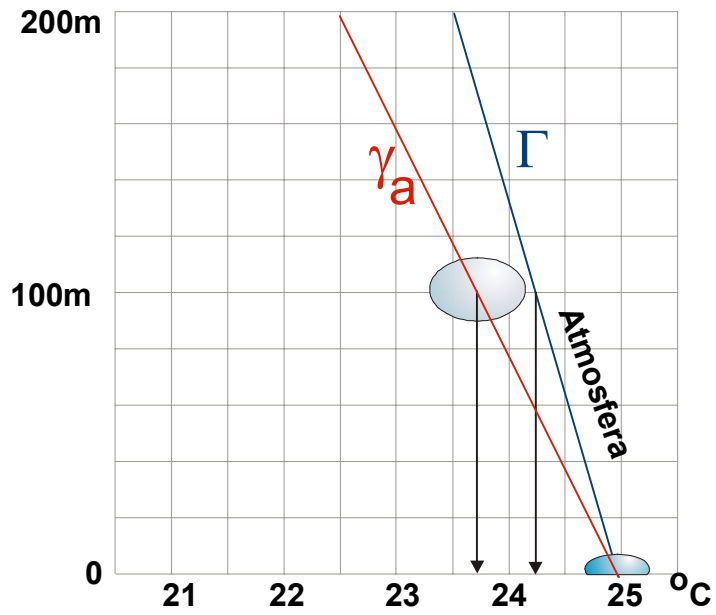


Fig. VI.1 - Condição de estabilidade para o ar seco ou úmido (não saturado).

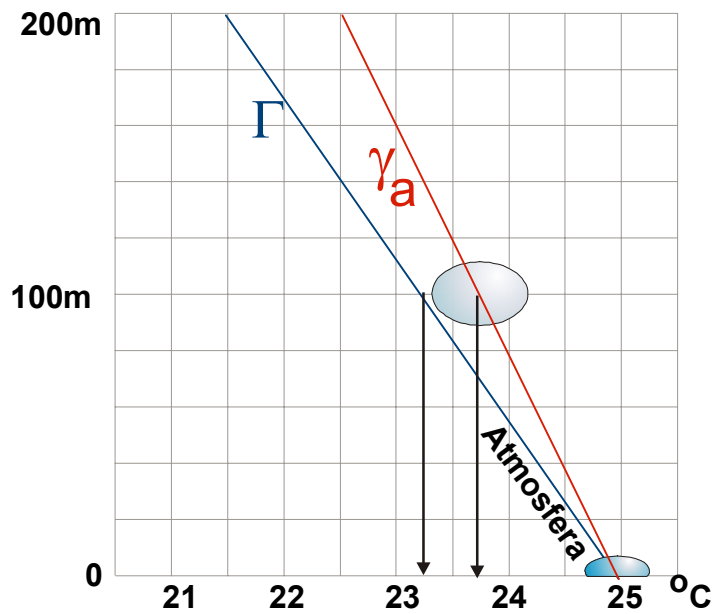


Fig. VI.2 - Condição de instabilidade para o ar seco ou úmido (não saturado).

Como $-dT/dz$ traduz a variação vertical de temperatura (Γ) e g/c_{pa} é a razão adiabática seca (γ_a), resulta:

$$(1/\theta)(d\theta/dz) = -(1/T)(\gamma_a - \Gamma). \quad (\text{VI.9.7})$$

Então, no caso de uma camada isenta de umidade, se:

$$\begin{aligned} d\theta/dz > 0 & \quad \text{a camada é estável;} \\ d\theta/dz = 0 & \quad \text{a camada é neutra;} \\ d\theta/dz < 0 & \quad \text{a camada é instável.} \end{aligned} \quad (\text{VI.9.8})$$

Em certas aplicações é preferível usar a pressão (e não a altitude) como coordenada vertical. Uma expressão muito útil pode ser encontrada substituindo dz por $-dp/\rho g$ em VI.9.7 e eliminando a massa específica, à luz da equação de estado do ar seco. Dessa forma, percebe-se que:

$$-(1/\theta)(d\theta/dp) = (R/c_{pa}M_a p g)(\gamma_a - \Gamma). \quad (\text{VI.9.9})$$

Analogamente, estando o ar úmido, demonstra-se, em relação à temperatura potencial virtual (θ_v), que, se:

$$\begin{aligned} d\theta_v/dz > 0 & \quad \text{a camada é estável;} \\ d\theta_v/dz = 0 & \quad \text{a camada é neutra;} \\ d\theta_v/dz < 0 & \quad \text{a camada é instável.} \end{aligned} \quad (\text{VI.9.10})$$

Finalmente, no caso da camada atmosférica estar saturada, o parâmetro apropriado é a pseudotemperatura potencial equivalente, observando-se, por analogia, que se:

$$\begin{aligned} d\theta_{SE}/dz > 0 & \quad \text{a camada é estável;} \\ d\theta_{SE}/dz = 0 & \quad \text{a camada é neutra;} \\ d\theta_{SE}/dz < 0 & \quad \text{a camada é instável.} \end{aligned} \quad (\text{VI.9.11})$$

Todos esses resultados são úteis, principalmente quando o estado de equilíbrio é estudado através de métodos gráficos.

10. Atmosfera ICAO.

Um modelo especial de atmosfera, usado para a navegação aérea, foi estabelecido pela *International Civil Aviation Organization* (ICAO). Ele serve de referência para a confecção de altímetros (barômetros aneróides cuja escala de pressão é

substituída por uma escala de altitude). Segundo esse modelo, a determinação da altitude real, expressa em função do geopotencial (Φ) é feita levando-se em conta a variação vertical da aceleração da gravidade. Conforme a equação I.10.18:

$$\Phi = \frac{1}{g_0} \int_0^z g dz$$

onde g_0 é o valor padrão da aceleração da gravidade.

Na atmosfera ICAO (Tabela VI.3) as seguintes simplificações são assumidas (Iribarne e Godson, 1973):

- o ar é absolutamente seco, com composição constante, massa molecular aparente de $28,9644 \text{ g mol}^{-1}$ e se comporta como um gás ideal;
- reina a condição de equilíbrio hidrostático;
- ao nível médio do mar a temperatura (T_0) é $288,15 \text{ K}$ ($15 \text{ }^\circ\text{C}$), a pressão atmosférica (p_0) é $1013,25 \text{ mb}$ e a aceleração da gravidade (g_0) é $980,665 \text{ cm s}^{-2}$;
- para altitudes situadas abaixo de 11000 m (troposfera), a variação da temperatura com a altitude ($\Gamma_{\text{ICAO}} = -dT/dz$) é constante e vale $6,5 \text{ }^\circ\text{C/km}$;
- de 11000 a 20000 m (estratosfera) a temperatura é constante e igual a $-56,5 \text{ }^\circ\text{C}$;
- acima de 22000 m até 32000 m o gradiente vertical de temperatura é de 1°C/km (T aumenta com z).

Quando se considera que a variação vertical da temperatura do ar é constante ($\Gamma_{\text{ICAO}} = 6,5 \text{ }^\circ\text{C/km}$), a temperatura (T) em qualquer altitude inferior a 11000 m é obtida simplesmente pela relação:

$$T = T_0 - \Gamma_{\text{ICAO}} \Delta z. \quad (\text{VI.10.1})$$

Por outro lado, tendo em conta a hipótese hidrostática ($dp = -\rho g dz$) e a equação de estado do ar seco (considerado comportar-se de modo ideal), pode-se ver que:

$$dp/p = -(g_0 M_a / RT) dz.$$

Combinando as duas equações precedentes, tem-se:

$$dp/p = (g_0 M_a / R) / [dz / (T_0 + \Gamma_{\text{ICAO}} z)].$$

Multiplicando e dividindo por Γ_{ICAO} :

$$d(\ln p) = (g_0 M_a / R \Gamma_{\text{ICAO}}) d[\ln (T_0 - \Gamma_{\text{ICAO}} z)].$$

TABELA VI.3

ATMOSFERA ICAO

p(m)	t (°C)	z (mb)	z(m)	t (°C)	p (mb)
1013,25	15,0	0	0	15,0	1013,25
1000	14,3	111	750	10,1	926,3
950	11,5	540	1500	5,2	845,6
900	8,6	988	2250	0,4	770,6
850	5,5	1457	3000	-4,5	701,1
800	2,3	1949	3750	-9,4	636,8
750	-1,0	2466	4500	-14,2	577,3
700	-4,6	3012	5250	-19,1	522,4
650	-8,3	3591	6000	-24,0	471,8
600	-12,3	4206	6750	-28,9	425,3
550	-16,6	4865	7500	-33,8	382,5
500	-21,2	5574	8250	-38,6	343,3
450	-26,2	6343	9000	-43,5	307,4
400	-31,7	7186	9750	-48,4	274,6
350	-37,8	8117	10500	-53,2	244,8
300	-44,6	9164	11000	-56,5	226,32

Integrando, resulta:

$$p/p_0 = \{ [T_0 - \Gamma_{\text{ICAO}}(z - z_0)] / T_0 \}^C \quad (\text{VI.10.2})$$

desprezando-se a pequena variação de g com a altitude até 11000 m. O expoente $g_0 M_a / R \Gamma_{\text{ICAO}}$ é igual a 5,255853. Reciprocamente, vê-se que:

$$T = T_0 \{ p/p_0 \}^{R \Gamma_{\text{ICAO}} / g_0 M_a}, \quad (\text{VI.10.3})$$

onde $\Gamma_{\text{ICAO}} R / (M_a g_0) = 0,190264$.

Valores da pressão, temperatura e altitude para a troposfera, segundo o modelo ICAO da atmosfera, calculados de conformidade com as expressões acima referidas, constam da Tabela VI.3.

11. Diagramas aerológicos equivalentes.

Os dados aerológicos obtidos através de radiossondagens são usados para identificar as características dinâmicas e termodinâmicas da atmosfera. Com o crescente avanço tecnológico na área de informática tornou-se rotineiro proceder a análise de perfis aerológicos usando microcomputadores dotados do *software* apropriado. A tendência atual é que todas as estações de prospecção atmosférica disponham de equipamento capaz de fornecer automaticamente os parâmetros requeridos, eliminando, inclusive, erros operacionais. No entanto, aceita-se que a análise gráfica, utilizando diagramas aerológicos impressos (a única possível antes da informática) é uma forma interessante de iniciar o estudo de perfis atmosféricos, por oferecer ao estudante uma visão mais abrangente dos aspectos físicos envolvidos.

Nesses diagramas aparecem várias famílias de linhas (isóbaras, isotermas, adiabáticas secas, pseudo-adiabáticas e isolinhas de razão de mistura saturante) além de uma escala que relacione pressão com altitude, segundo uma atmosfera padrão.

A confecção desses gráficos fundamenta-se no diagrama de Clapeyron, cujas coordenadas são o volume específico (v) e a pressão ($-p$). Trata-se de um diagrama muito adequado para a Termodinâmica, pois as áreas delimitadas pelos processos nele representados são proporcionais às energias envolvidas nas respectivas transformações. No entanto, ele não é conveniente à Meteorologia, já que o volume específico é uma variável difícil de determinar na prática. Assim, os diagramas aerológicos foram concebidos de modo a preservar a propriedade fundamental do diagrama de Clapeyron tendo, simultaneamente, coordenadas mais apropriadas ao estudo da atmosfera. Pode-se resumir da seguinte maneira as características desejáveis em um diagrama aerológico:

- 1ª - ter área proporcional à energia envolvida no processo termodinâmico que está representado (propriedade fundamental do diagrama de Clapeyron);
- 2ª - possuir o maior número possível de linhas retas (para facilitar o uso);
- 3ª - apresentar o ângulo entre as isotermas e as adiabáticas secas (isentrópicas) tão próximo de 90° quanto possível;
- 4ª - usar como coordenadas grandezas meteorológicas facilmente mensuráveis.

Um diagrama que atenda à primeira propriedade é dito equivalente. O objetivo principal que se persegue é obter um diagrama aerológico cujas coordenadas (B , A) sejam capazes de preservar a equivalência de áreas, exatamente como acontece

com o diagrama de Clapeyron ($v, -p$).

O trabalho (W) realizado durante uma transformação termodinâmica fechada (processo cíclico) corresponde à integral de linha do produto $-pdv$ no diagrama ($v, -p$) de Clapeyron. Geometricamente, essa integral equivale à área delimitada, sobre o diagrama, pelas linhas que representam os sucessivos estados termodinâmicos em questão. Matematicamente, para que um diagrama aerológico de coordenadas genéricas A, B seja equivalente ao de Clapeyron, deve satisfazer à seguinte condição (Fig. VI.3):

$$W = -\oint pdv = \oint Adb$$

ou

$$\oint (pdv + Adb) = 0 \quad (\text{VI.11.1})$$

Para que essa integral de linha seja nula, o integrando deve ser uma diferencial exata (Sokolnikoff e Sokolnikoff, 1941; Spiegel, 1974) de uma função desconhecida $F = F(v, B)$. Assim,

$$dF = pdv + AdB.$$

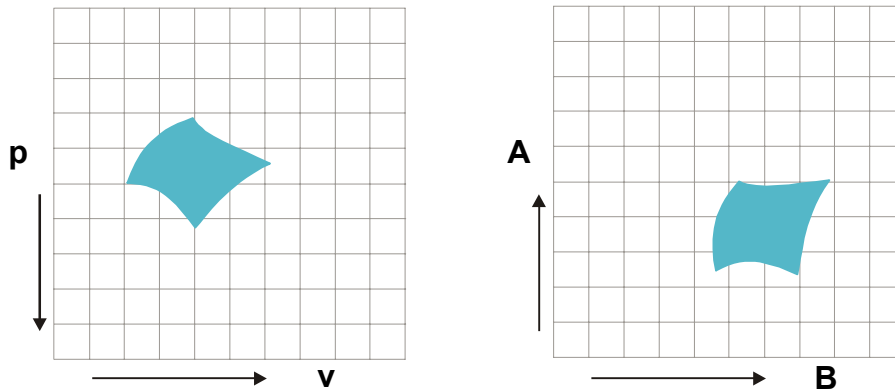


Fig. VI.3 - Representação esquemática de um mesmo processo cíclico, no diagrama ($v, -p$) de Clapeyron (esquerda) e em um diagrama (B, A) equivalente (direita).

Usando as regras do cálculo diferencial, pode-se ver que:

$$dF = [\partial F/\partial v]_B dv + [\partial F/\partial B]_v dB.$$

onde o índice identifica a variável mantida constante. Comparando as duas equações anteriores, vê-se que:

$$p = [\partial F / \partial v]_B$$

e

$$A = [\partial F / \partial B]_v .$$

Diferenciando novamente essas relações, encontra-se:

$$[\partial p / \partial v]_B = \partial^2 F / \partial B \partial v$$

e

$$[\partial A / \partial v]_B = \partial^2 F / \partial B \partial v$$

Desses resultados se depreende que, para manterem a condição de equivalência, as novas coordenadas (B, A) necessitam obedecer à seguinte restrição:

$$[\partial p / \partial v]_B = [\partial A / \partial v]_B \quad (\text{VI.11.2})$$

Observa-se que a coordenada B pode ser escolhida, arbitrariamente, dentre as variáveis de uso mais comum em Meteorologia. Dada a arbitrariedade da escolha, a condição VI.11.12 admite uma série de soluções. A adoção de uma delas depende apenas da preferência do usuário.

A seguir serão comentadas as soluções normalmente utilizadas e os diagramas aerológicos delas decorrentes.

11.1 - Emagrama.

Talvez a solução mais simples para atender à condição VI.11.2 seja eleger a temperatura como a coordenada horizontal (B = T) e usar a equação de estado do ar seco para estabelecer a coordenada vertical. Essa foi a opção adotada por A. Refsdal, em 1935 (Godske *et al.*, 1957), daí o emagrama ser conhecido como diagrama de Refsdal (Fig. VI.4).

Diferenciando a volume específico constante a equação de estado do ar seco, obtém-se:

$$[\partial p / \partial T]_v = R / v M_a = [\partial A / \partial v]_T \quad (\text{VI.11.3})$$

ou ainda,

$$[\partial A]_T = (R/M_a)[\partial (\ln v)]_T.$$

Integrando-a, encontra-se:

$$A = (R/M_a) \ln v + f(T), \quad (\text{VI.11.4})$$

em que $f(T)$ é uma função arbitrária da temperatura. A coordenada A é uma função da massa específica (v), inconveniente sob o ponto de vista da Meteorologia. Para eliminar $\ln v$ em VI.11.4 aplicam-se logaritmos à equação de estado do ar seco, o seja,

$$\ln v = \ln (R/M_a) + \ln T - \ln p,$$

Substituindo esse resultado em VI.11.4, tem-se:

$$A = - (R/M_a) \ln p + (R/M_a)\{\ln (R/M_a) + \ln T\} + f(T). \quad (\text{VI.11.5})$$

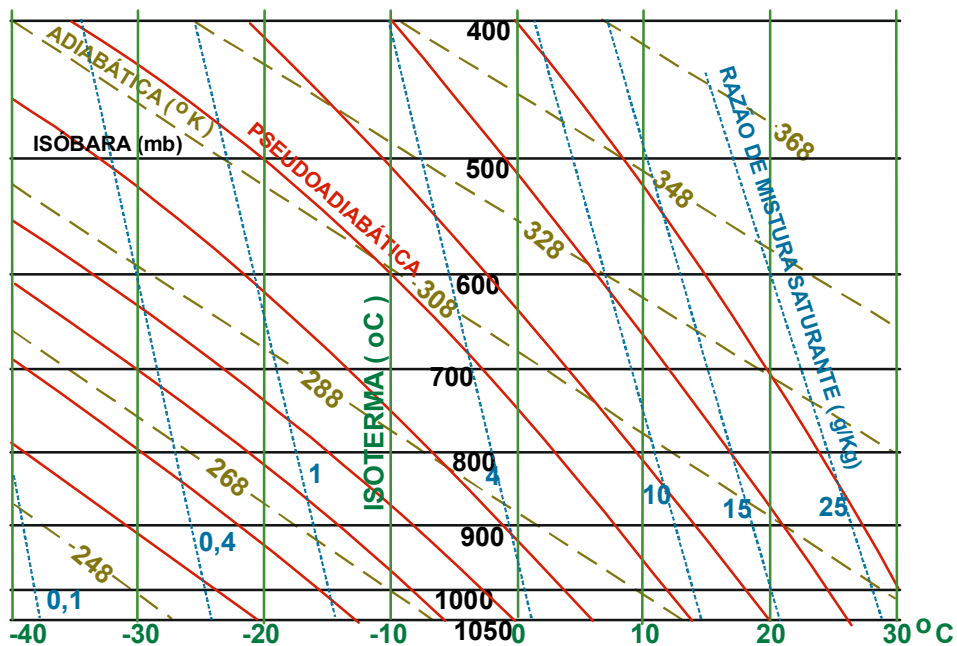


Fig. VI.4 - Esquema do emagrama, ou diagrama de Refsdal (MIN. DA AERONÁUTICA, 1969).

Como a função $f(T)$ pode ser escolhida arbitrariamente, é interessante tomá-la do modo mais racional possível. É claro que, se

$$f(T) = - (R/M_a)\{\ln (R/M_a) + \ln T\}.$$

Eliminando $f(T)$ de VI.11.5, resta:

$$A = - (R/M_a) \ln p.$$

As coordenadas do emagrama (Fig. VI.4) são, portanto,

$$A = - (R/M_a) \ln p \tag{VI.11.6}$$

$$B = T.$$

11.2 - Tefigrama.

No tefigrama (Fig. VI.5), construído por N. Shaw, em 1928 (Godske *et al.*, 1957), também se usa a temperatura como coordenada horizontal (B). A outra coordenada (A) deverá atender à restrição (VI.11.2) imposta para que seja mantida a equivalência de áreas e é obtida lançando-se mão da temperatura potencial (θ). Por ser mais conveniente ao cálculo, emprega-se diretamente a relação VI.5.9 na forma:

$$- (R/M_a) \ln p = c_{pA} \ln \theta - c_{pA} \ln T - (R/M_a) \ln 1000.$$

Agora, substituindo a pressão (p) por RT/vM_a , conforme a equação de estado do ar seco, constata-se que:

$$(R/M_a) \ln v - (R/M_a) \ln (RT/M_a) + c_{pA} \ln T + (R/M_a) \ln 1000 = c_{pA} \ln \theta.$$

Finalmente, fazendo

$$f(T) = - (R/M_a) \ln (RT/M_a) + c_{pA} \ln T + (R/M_a) \ln 1000,$$

resulta:

$$(R/M_a) \ln v + f(T) = c_{pA} \ln \theta.$$

Comparando essa expressão com a equação VI.11.4, verifica-se que o membro da esquerda corresponde a A.

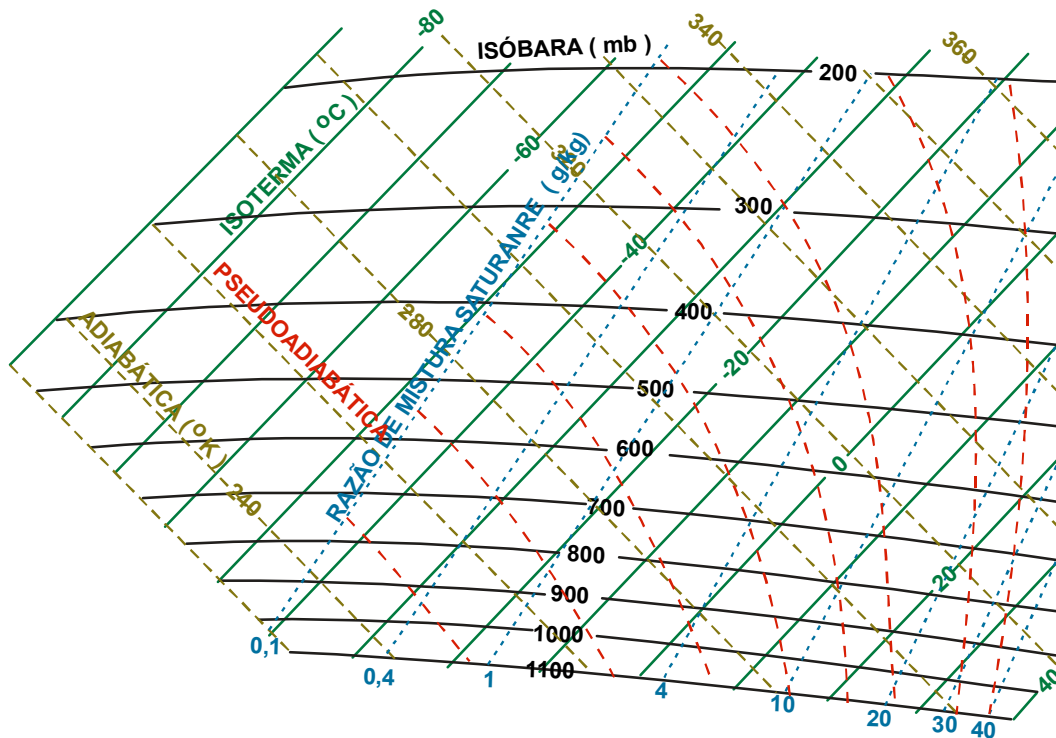


Fig. VI.5 - Esquema do tefograma ou diagrama de Shaw (MIN. DA AERONÁUTICA, 1969).

As coordenadas do tefograma são, portanto:

$$A = c_{pA} \ln \theta$$

(VI.11.7)

$$B = T.$$

As linhas horizontais ($c_{pA} \ln \theta = \text{constante}$) desse diagrama são isentrópicas (adiabáticas secas) como se vê diferenciando $A = c_{pA} \ln \theta$ e comparando o resultado com a equação VI.5.14. A coordenada vertical é, de fato, a entropia do ar (Peixoto, 1969). Vários autores costumam representar a entropia pelo símbolo ϕ . Para eles as coordenadas seriam T e ϕ , derivando daí o nome dado a esse diagrama (T ϕ "grama" = Tefograma).

Em geral, somente uma parte do tefograma é usada, executando-se o corte de tal modo que as coordenadas tornam-se quase diagonais.

11.3 - Diagrama skew-T, log p.

O skew-T, log p (Fig. VI.6) tem como coordenadas a temperatura (linhas inclinadas) e o logaritmo natural da pressão (log significa, aqui, a abreviatura da palavra logaritmo e não \log_{10}).

Segundo Godske *et al.* (1957), esse diagrama foi desenvolvido, em 1947, por N. Herlofson, tomando

$$B = - (R/M_a) \ln p.$$

Neste caso, a condição VI.11.2 exige que:

$$- (R/M_a) [\partial \ln p / \partial v]_v = [\partial A / \partial v]_p$$

Logo:

$$- (R_p/M_a) = [\partial A / \partial v]_p,$$

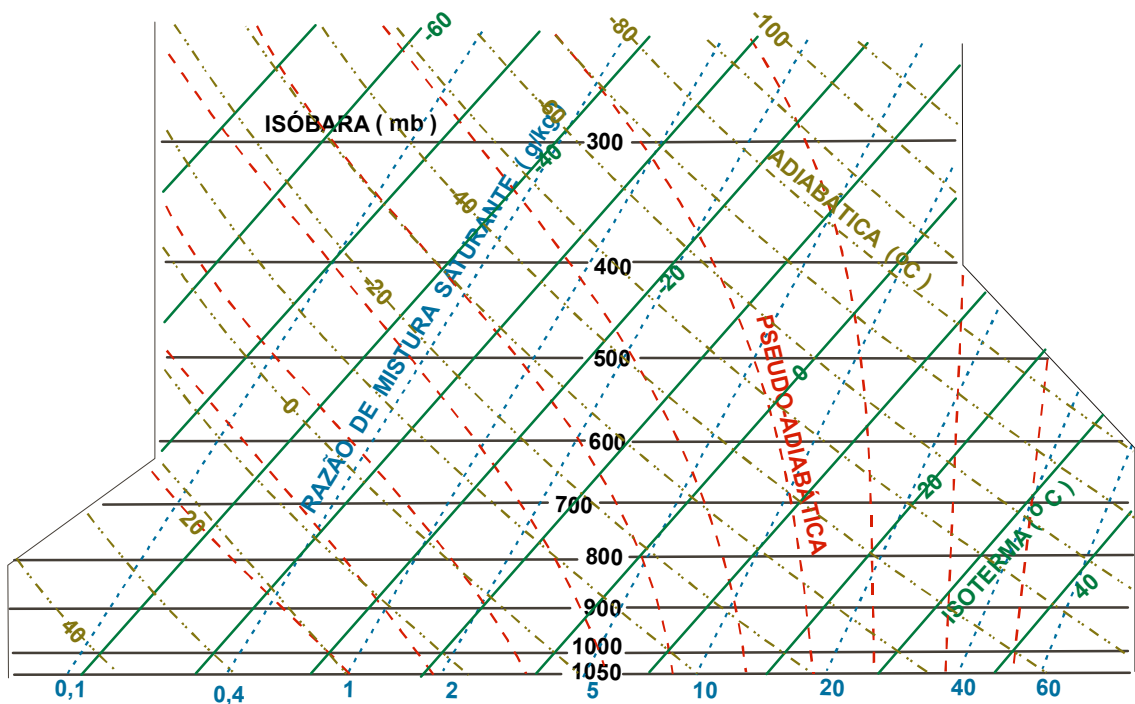


Fig. VI.6 - Esquema do skew-T, log p ou diagrama de Herlofson (MIN. DA AERONÁUTICA, 1969).

ou,

$$[\partial A]_p = [- (R_p/M_a) \partial v]_p.$$

Integrando e tendo em conta a equação de estado do ar seco, obtém-se:

$$A = - T - k \ln p,$$

em que $-k \ln p$ foi a função arbitrariamente escolhida. O valor negativo de A apenas inverte a direção da escala, de modo que se pode considerar $A = T + k \ln p$, sem nenhum problema. As coordenadas do *skew-T, log p* são, portanto:

$$A = T + k \ln p \tag{VI.11.8}$$

$$B = - (R/M_a) \ln p.$$

A título ilustrativo, será comentada, adiante, a formulação matemática requerida à construção das linhas do *skew-T, log p*, quer o desenho seja elaborado em papel ou no vídeo do microcomputador (via programação).

11.3.1 - Isóbaras.

As isóbaras são linhas horizontais, desenhadas em escala logarítmica, cujos valores diminuem de baixo para cima (haja vista que $-R \ln p / M_a$ é a coordenada vertical).

11.3.2 - Isotermas.

Para o traçado de cada isoterma, faz-se $T = T_c$ (constante) em VI.11.8, encontrando-se:

$$A = T_c + k \ln p \tag{VI.11.9}$$

$$B = - (R/M_a) \ln p.$$

Cada isoterma $T = T_c$ é traçada fazendo-se variar a pressão (p). Eliminando $\ln p$ nessas expressões, vem:

$$A = T_c - (kM_a/R) B,$$

mostrando que as isotermas são retas, cujo coeficiente angular $-k M_a/R$ define sua inclinação em relação às isóbaras.

11.3.3 - Adiabáticas secas.

A construção das adiabáticas secas fundamenta-se na equação da temperatura potencial em sua forma logarítmica (V.5.9), de onde se obtém:

$$-(R/M_a) \ln p = -c_{pa} \ln T + c_{pa} \ln \theta - (R/M_a) \ln 1000$$

e

$$B = -c_{pa} \ln T + c_{pa} \ln \theta - (R/M_a) \ln 1000.$$

Para uma temperatura potencial constante (θ_C), os dois últimos termos resultam em uma constante (C_1). Logo:

$$B = -c_{pa} \ln T + C_1. \quad (\text{VI.11.10})$$

Para desenhar uma adiabática seca ($\theta_C = \text{constante}$) basta fazer variar T e p. Por outro lado, introduzindo-se A em VI.11.10, resulta:

$$B = C_1 - c_{pa} \ln [A + k \ln p],$$

indicando que as adiabáticas secas são curvas.

11.3.4 - Pseudo-adiabáticas.

Para o traçado das pseudo-adiabáticas parte-se da equação VI.8.1, que define a pseudotemperatura potencial equivalente (θ_{SE}), colocando-a na forma logarítmica:

$$\ln \theta_{SE} = (L_E q_S / c_{pa} T) + \ln \theta.$$

Usando a equação VI.5.9, verifica-se que:

$$c_{pa} \ln \theta_{SE} = (L_E q_S / T) + c_{pa} \ln T + (R/M_a) (\ln p - \ln 1000)$$

e

$$-(R/M_a) \ln p = (L_E q_S / T) + c_{pa} \ln T - c_{pa} \ln \theta_{SE} - (R/M_a) \ln 1000.$$

Então:

$$B = (L_E q_S/T) + c_{pA} \ln T + C_2, \quad (\text{VI.11.11})$$

onde C_2 está simbolizando a constante $-c_{pA} \ln \theta_{SE} - (R/M_A) \ln 1000$, gerada quando se seleciona um determinado valor para θ_{SE} . Ao escolher L_E e q_S deve-se lembrar que a primeira depende da temperatura e a segunda tanto da temperatura como da pressão.

Eliminando T , em função da coordenada A , a relação anterior assume o seguinte aspecto:

$$B = [L_E q_S / (A - k \ln p)] + c_{pA} \ln (A - k \ln p) + C_2.$$

mostrando que as pseudo-adibáticas também são curvas.

11.3.5 - Linhas de igual razão de mistura saturante.

A equação para as linhas de igual razão de mistura saturante (r_s) é demonstrada partindo-se da expressão $r_s = 0,622e_s/p$. Aplicando-se logaritmos deduz-se que:

$$B = (R/M_A) [\ln (r_s/0,622) + \ln e_s]. \quad (\text{VI.11.12})$$

Assim, cada linha pode ser desenhada fixando-se r_s e variando a pressão de saturação do vapor (e_s), função exclusiva da temperatura (T).

12. Diagrama de Stüve.

Muitas vezes não se pretende estudar a energia envolvida nos processos atmosféricos, tornando possível sacrificar a equivalências de áreas em benefício da comodidade gráfica. O diagrama elaborado por G. Stüve, mais conhecido como diagrama pseudo-adiabático, é desse tipo (Fig. VI.7).

As coordenadas do diagrama de Stüve são (Hess, 1959):

$$\begin{aligned} x &= T \\ y &= [p]^{R/(c_{pA}M_A)} = p^{286} \end{aligned} \quad (\text{VI.12.1})$$

A vantagem operacional desse diagrama (Fig. VI.7) é que as isotermas, as isóbaras e as adiabáticas secas são retas.

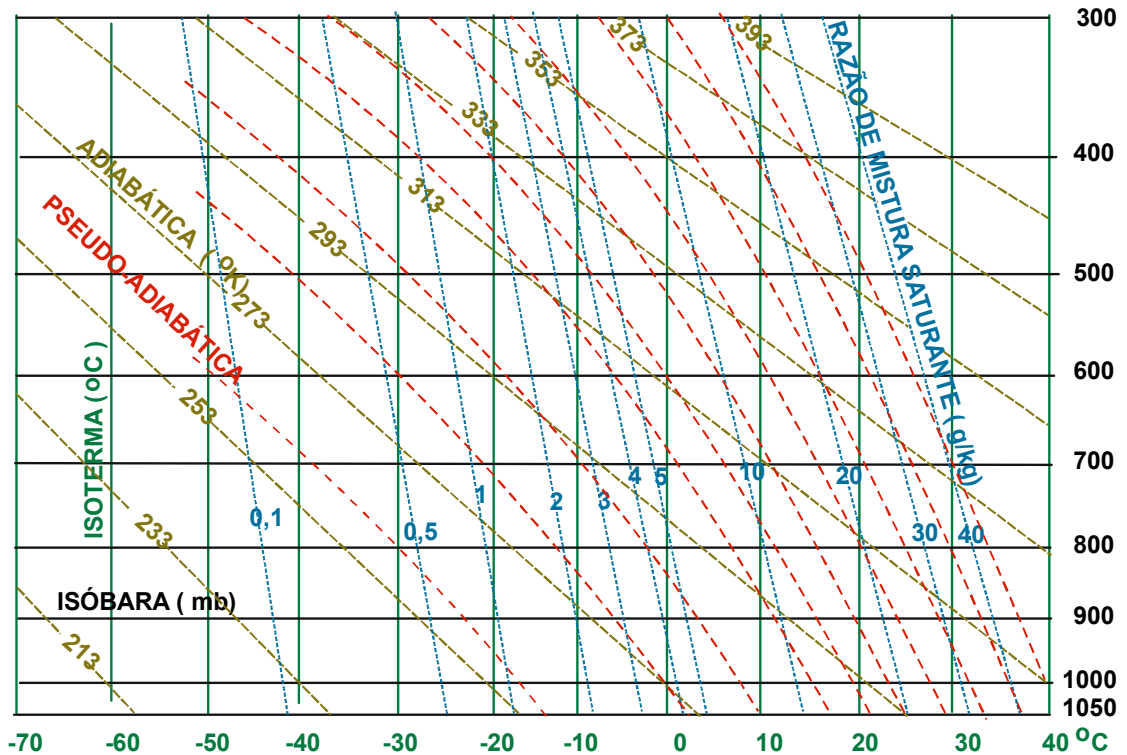


Fig. VI.7 - Esquema do diagrama de Stüve, ou pseudo-adiabático (MIN. DA AERONÁUTICA, 1969).

13. Introdução ao uso de diagramas aerológicos.

Os diagramas aerológicos constituem um ferramenta de trabalho essencial àqueles que se dedicam à interpretação gráfica dos processos termodinâmicos que ocorrem na atmosfera. Embora a tendência atual seja utilizar computadores no processamento das informações aerológicas, os diagramas continuam sendo usados, inclusive porque, oferecendo uma visão de conjunto da situação reinante em cada camada da atmosfera, facilita o aprendizado. Aliás, exatamente por isso, tem sido estimulado o uso das crescentes facilidades oferecidas pela computação gráfica, visando ao desenvolvimento de programas que, além dos resultados numéricos, permitam aos computadores emitir os correspondentes diagramas.

Os breves comentários incluídos nesta seção são válidos para qualquer dia-

grama equivalente (emagrama, tefigrama e *skew-T, log p*) e referem-se apenas aos aspectos mais simples. Essa abordagem superficial prende-se ao fato do assunto envolver técnicas gráficas, cuja descrição é geralmente muito mais difícil que a própria execução. Nessa área a prática é indispensável e, sem ela, de pouco adiantaria um tratamento exclusivamente descritivo, mesmo que feito exaustivamente.

13.1 - As curvas p , T e p , T_d .

A representação gráfica de uma sondagem atmosférica sobre um diagrama aerológico é constituída por duas curvas fundamentais: a da temperatura (p , T) e a da temperatura do ponto de orvalho (p , T_d). A seleção dos níveis de pressão para os quais devem ser obtidos os valores de T e T_d , é feita na própria estação de radiosondagem, atendendo a dois critérios, estabelecidos por acordo internacional. O primeiro especifica os níveis de pressão que devem ser sempre selecionados, chamados níveis obrigatórios; o segundo estabelece limites permissíveis para a variação da temperatura e da umidade em relação aos pontos de inflexão das respectivas curvas, obtidas durante a sondagem da atmosfera. Quando o perfil vertical observado revela que esses limites foram ultrapassados (em relação à temperatura, à umidade ou a ambas), caracteriza-se um nível significativo (O.M.M., 1968). A escolha dos níveis significativos é feita de modo a permitir restaurar, com a maior fidelidade possível, os perfis verticais de temperatura e umidade realmente observados.

Uma vez plotados todos os pares de pontos referentes a uma dada radiosondagem, traçam-se as curvas p , T e p , T_d ; ligando os pontos por segmentos de reta (Fig. VI.8). Admite-se que as linhas quebradas, assim formadas, são representativas das verdadeiras curvas. Para desenhar essas linhas, é preferível uma convenção policromática: a curva p , T é normalmente traçada na cor azul; para a curva p , T_d utiliza-se a cor verde.

Embora a radiossonda demore um certo tempo para percorrer verticalmente a coluna de ar entre a base e o topo da sondagem, o perfil obtido é considerado instantâneo. Essa hipótese é justificada pelo fato das condições de pressão, temperatura e umidade, reinantes em cada nível de altitude, não mudarem rapidamente, exceto na camada atmosférica justaposta à superfície (com cerca de 1000 m de espessura) onde, devido à influência da própria superfície, geralmente há intenso transporte convectivo e advectivo de propriedades (massa, calor e quantidade de movimento). Acima dessa camada os gradientes horizontais de pressão, temperatura e umidade são normalmente pequenos e, por isso, embora a radiossonda se desloque também horizontalmente (levada pelo vento), se aceita que os dados coletados especificam o perfil vertical das propriedades termodinâmicas da atmosfera. Por essas razões, à linha p , T chama-se curva de estado.

Na caracterização da atmosfera por meio gráfico, deve-se ter presente que, em cada ponto de um diagrama aerológico, passa uma linha de todas as famílias (isotermas, isóbaras, adiabáticas secas, pseudo-adiabáticas e de igual razão de mistura saturante), mesmo que não esteja graficamente representada. Quando, em um determinado ponto do diagrama, se precisa obter uma delas (por não estar impressa), usam-se as linhas congêneres mais próximas, como referência, fazendo-se uma interpolação gráfica da linha desejada.

Na determinação gráfica dos parâmetros meteorológicos mais comuns, comentada adiante, será usada a notação $P(p, T, T_d)$ para caracterizar termodinamicamente um ponto da atmosfera, esteja o ar úmido ou saturado. O primeiro nível de uma sondagem $P(p_1, T_1, T_{d1})$, corresponde ao par de pontos inferior $[p_1, T_1$ e $p_1, T_{d1})$ e identifica as condições termodinâmicas observadas à superfície, no instante do lançamento da radiossonda.

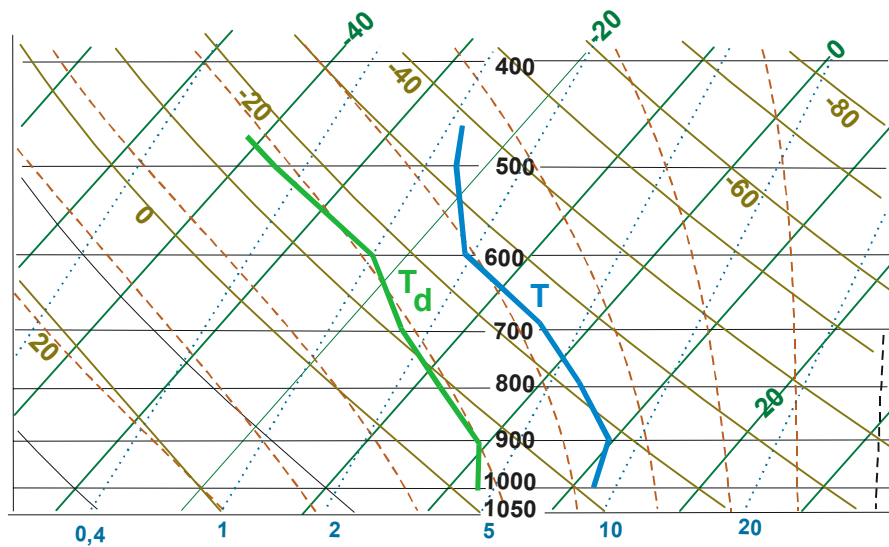


Fig. VI.8 - Parte das curvas p , T e p, T_d , representativas de uma sondagem, traçadas sobre um diagrama $skew-T, \log p$.

13.2 - Determinação gráfica da razão de mistura.

A razão de mistura (r) do ar, de qualquer nível $N(p, T, T_d)$ da atmosfera, corresponde ao valor da linha de razão de mistura saturante que passa no ponto p, T_d . Isto advém da própria definição de temperatura do ponto de orvalho, obtida iso-

baricamente, apenas por resfriamento (sem alterar o conteúdo de umidade do ar). Daqui se depreende que a proximidade das curvas p , T e p , T_d será tanto maior quando mais úmida estiver a camada que se considere. No caso de haver saturação, os pontos p , T e p , T_d coincidem.

13.3 - Determinação gráfica da umidade relativa.

A determinação gráfica da umidade relativa ($U\%$) para um dado nível $P(p, T, T_d)$ da atmosfera, é feita da seguinte maneira:

- partindo-se do ponto $P(p, T_d)$, segue-se a linha de igual razão de mistura saturante (que representa a razão de mistura real à temperatura T), até atingir a isóbara de 1000 mb;
- segue-se, então, a isoterma que passa por esse último ponto, até cruzar com a linha de igual razão de mistura saturante que passa em $P(p, T)$;

É evidente que este procedimento equivale a considerar e/e_s como sendo praticamente igual a r/r_s .

13.4 - Determinação gráfica da pressão parcial e de saturação.

Graficamente, a pressão parcial do vapor (e), para as condições correspondentes a um dado ponto $P(p, T, T_d)$, é determinada assim:

- segue-se a isoterma que passa em $P(p, T_d)$ até seu cruzamento com a isóbara de 622 mb;
- o valor numérico da linha de igual razão de mistura saturante que passa por esse cruzamento é igual à pressão parcial do vapor em milibares.
- por esse cruzamento passa uma isóbara cujo valor, dividido por 10, exprime a umidade relativa (%) reinante em $P(p, T, T_d)$.

A adoção do mesmo procedimento, mas partindo do ponto $P(p, T)$, fornece a pressão de saturação do vapor (e_s) à temperatura T .

13.5 - Determinação gráfica da temperatura virtual.

Em um dado ponto $P(p, T, T_d)$, um valor muito aproximado da temperatura virtual (T_v) real pode ser obtido adicionando-se à temperatura (T) a sexta parte do valor da linha de igual razão de mistura que passa em $P(p, T_d)$.

Quando se deseja uma melhor aproximação, utiliza-se a fórmula

$$T_V = T(1 + 0,6 r_s)$$

demonstrada no Capítulo IV, onde T e T_V são expressas em graus absolutos. A curva p , T_V é construída quando se desejam resultados mais precisos.

13.6 - Determinação gráfica da temperatura potencial.

A temperatura potencial (θ) do ar no nível $P(p, T, T_d)$ é o valor da adiabática seca que passa pelo ponto $P(p, T)$. Outro processo consiste em seguir a adiabática seca que passa por $P(p, T)$, até seu cruzamento com a isóbara de 1000 mb e verificar o valor da isoterma que corresponde a esse cruzamento.

13.7 - Ponto de Normand.

O primeiro ponto da curva de estado $P(p_1, T_1)$, caracteriza as condições observadas à superfície e, como mencionado antes, se situa próximo à base do diagrama aerológico. O ponto de Normand é definido como a interseção da adiabática seca que passa pelo primeiro ponto da curva de estado $P(p_1, T_1)$ com a linha de igual razão de mistura saturante que contém p_1, T_{d1} (Peixoto, 1969).

O ponto de Normand é também chamado nível de condensação por elevação (NCE) e indica o nível $N(p, T, T_d)$ em que uma parcela de ar $P(p_1, T_1, T_{d1})$, partindo da superfície e realizando um movimento vertical ascendente por um processo adiabático, torna-se saturada (Fig. V.9). Fisicamente $N(p, T, T_d)$ indica o nível da base das nuvens que seriam formadas quando o ar úmido fosse obrigado a se elevar ao longo de uma encosta, por exemplo.

No caso do ar à superfície estar saturado, então p_1, T_1 e p_1, T_{d1} e o ponto de Normand coincidem.

13.8 - A pseudotemperatura do termômetro de bulbo úmido.

A pseudotemperatura do termômetro de bulbo úmido (T_{sw}) é numericamente muito próxima da temperatura do termômetro de bulbo úmido (T' ou T_w K). Sua determinação gráfica é feita seguindo-se a pseudo-adiabática que passa pelo ponto de

Normand até encontrar a isóbara correspondente ao nível inicial (p_1). A isoterma que passa nesta interseção determina o valor de T_{sw} (S.M.N., 1951). Analogamente, o ponto em que aquela pseudo-adiabática cruza a isóbara de 1000 mb estabelece o valor da pseudotemperatura potencial do termômetro de bulbo úmido (θ_{sw}).

13.9 - Determinação gráfica das pseudotemperaturas equivalentes.

A pseudotemperatura equivalente (T_{SE}) pode ser facilmente determinada em um diagrama aerológico. Para o caso da superfície, parte-se do ponto de Normand, seguindo a correspondente pseudo-adiabática, até que essa linha se torne assíntota a uma adiabática. Retorna-se, então, por esta adiabática, até cruzar a isóbara do nível de pressão (p_1) original. O valor da isoterma que contém esse cruzamento é igual a T_{SE} .

Para obter a pseudotemperatura potencial equivalente (θ_{SE}), procede-se de modo análogo. Apenas deve-se seguir a adiabática, não ao nível original de pressão, mas ao de 1000 mb.

Quando o ponto selecionado $P(p, T, T_d)$ não se encontra à superfície e o ar não está saturado, determina-se, inicialmente o cruzamento da adiabática seca que passa em $P(p, T)$ com a linha de igual razão de mistura saturante que passa em $P(p, T_d)$, procedimento idêntico ao usado para obter o ponto de Normand. Identificado este cruzamento, segue-se o mesmo procedimento descrito nos dois últimos parágrafos.

Finalmente, em se tratando de ar saturado, deve-se seguir a pseudo-adiabática que contém o ponto selecionado $P(p, T, T_d)$ e retornar pela adiabática assintótica correspondente. Tal como nas situações anteriores, os valores das temperaturas T_{SE} e θ_{SE} são os das isotermas que passam pelo cruzamento dessa assíntota com as isóbaras p e 1000 mb, respectivamente.

13.10 - Nível de condensação por convecção.

O nível de condensação por convecção (NCC) corresponde à interseção da linha de igual razão de mistura que passa em $P(p_1, T_{d1})$ com a curva de estado (p, T). Fisicamente define a base das nuvens cumuliformes que se formam em decorrência da convecção, causada por aquecimento do ar em contacto com a superfície. A temperatura que a camada atmosférica justaposta à superfície deverá atingir para provocar a convecção, é chamada temperatura de convecção à superfície (T_c).

Sua determinação gráfica é feita, a partir do NCC (Fig. VI.9), seguindo a adiabática que o contém, até sua interseção com a isóbara do nível inicial (p_1). A isoterma que passa nesta interseção determina o valor da temperatura de convecção (T_c).

13.11 - Curvas de evolução.

A linha que representa os sucessivos estados termodinâmicos experimentados por uma parcela em movimento ascensional, constitui a sua curva de evolução.

Duas curvas de evolução podem ser construídas:

- prevendo que a parcela venha a se elevar em decorrência de fatores puramente dinâmicos (vento soprando ao longo de uma encosta, por exemplo), tomando-se como referência o ponto de Normand;
- pressupondo que a parcela inicie um movimento ascendente por aquecimento ao contacto com a superfície, devendo ser tomado, como referência, o nível de condensação por convecção (NCC);

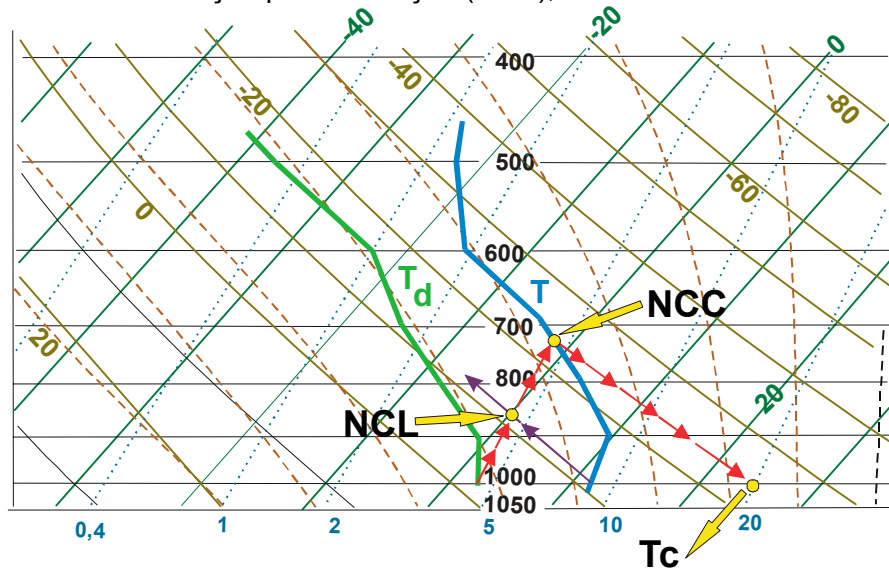


Fig. VI.9 - Determinação gráfica do nível de condensação por convecção (NCC) e do nível de condensação por levantamento (NCL).

13.11.1 - Curva de evolução reversível.

A curva de evolução reversível descreve os sucessivos estados termodinâmi-

cos assumidos por uma parcela de ar úmido que, partindo da superfície $P(p_1, T_1, T_{d1})$, evolua por uma adiabática até alcançar o ponto de Normand $N(p, T, T_d)$, aonde se torna saturada. Qualquer movimento ascendente adicional, ultrapassando o ponto de Normand, será feito pseudo-adiabaticamente.

A curva de evolução, neste caso, é constituída por dois segmentos: um trecho adiabático até o ponto de Normand e um trecho pseudo-adiabático dele. A curva de evolução normalmente cruza com a de estado em vários pontos. O primeiro deles define o nível de convecção livre (NCL) e o segundo o nível de equilíbrio (NE).

13.11.2 - Curva de evolução por aquecimento basal.

Esta curva diz respeito à evolução termodinâmica de uma parcela que tenha iniciado o movimento ascensional por aquecimento do ar em contacto com a superfície terrestre. A parcela somente iniciará esse movimento caso venha a se aquecer até atingir à temperatura de convecção (T_c).

Note-se que a evolução termodinâmica dessa parcela fica definida pelo segmento da adiabática que une o ponto de origem (p_1, T_c) ao nível de condensação por convecção (NCC), onde se torna saturada. O restante da curva de evolução é pseudo-adiabático.

O primeiro cruzamento da curva de evolução com a de estado é exatamente o NCC; o segundo estabelece o nível de equilíbrio, aonde as temperaturas da atmosfera e da parcela se igualam.

13.12 - Determinação gráfica das condições de equilíbrio.

Numa primeira aproximação, as condições de equilíbrio de uma determinada camada da atmosfera são graficamente determinadas comparando-se o segmento da curva de estado correspondente à camada selecionada (que traduz sua variação vertical de temperatura) com uma das linhas adiabáticas (se o ar não estiver saturado) ou pseudo-adiabática (se o ar estiver saturado) que cruzam com aquele segmento. Os critérios para definir as condições de equilíbrio são os mesmos anteriormente demonstrados.

14. Exercícios.

1 - Uma certa parcela de ar úmido encontra-se justaposta à superfície terrestre apre-

sentando as seguintes condições: $p = 1010$ mb, $t = 25$ °C. Pede-se determinar sua temperatura potencial (θ) e potencial virtual (θ_v), e compará-las:

- no caso da umidade relativa do ar ser 50%;
- e na hipótese dessa umidade ser de 90%.

2 - A Tabela VI.4 contém parte de uma sondagem atmosférica. Recomenda-se completá-la. Para a determinação da altitude (z) dos níveis de pressão relacionados, empregar a equação hipsométrica.

3 - Aproveitando os resultados obtidos no exercício anterior, pede-se estabelecer as condições de equilíbrio de cada camada da atmosfera.

4 - Usando, ainda, os dados da Tabela VI.4, plotar as curvas p , T e p , T_d sobre um diagrama *skew-T, log p* e determinar:

- nível de pressão correspondente à base da nuvem formada, caso uma parcela de ar se eleve adiabaticamente, a partir da superfície, até tornar-se saturada;
- o nível de convecção livre;
- a condição de equilíbrio da primeira camada (1010-918mb).

TABELA VI.4

DADOS ORIUNDOS DE UMA RADIOSSONDAGEM.

PONTO	p (mb)	T (°C)	U (%)	T_d (°C)	T_v (K)	θ (K)	θ_v (K)	z (m)	Γ (°C/km)
1	1010	29,1	68						1→2
2	918	21,2	81						-----
3	850	15,6	96						2→3

5 - O vento sopra de A (base) para B (topo) elevando-se ao longo de uma encosta, de modo que o ar é forçado a uma expansão adiabática. Em B as condições são $p = 1010$ mb, $t = 24,5$ °C e $U = 88\%$. Sabe-se que a diferença de altitude ente A e B é de 900 m (105 mb). Deseja-se estimar as seguintes condições em B, à superfície:

- a temperatura ambiente (à superfície);
- a possibilidade de ocorrer condensação (nevoeiro);
- a provável umidade relativa do ar.

CAPÍTULO VII

A ATMOSFERA EM MOVIMENTO.

1. Caracterização do vento.

Chama-se vento à componente horizontal ($\vec{V}_z = u \vec{i} + v \vec{j}$) do vetor velocidade ($\vec{V} = u \vec{i} + v \vec{j} + w \vec{k}$) do ar. A caracterização do vento em qualquer ponto (ϕ, λ, z) da atmosfera requer dois parâmetros: a direção e a velocidade (módulo). Ambas são grandezas instantâneas e pontuais pois, o escoamento do ar depende das condições atmosféricas (que variam no espaço e com o tempo). Nas proximidades da interface superfície-atmosfera o vento é altamente influenciado pelas características geométricas e pelo estado de aquecimento da própria superfície subjacente.

1.1 - Direção do vento.

A direção do vento exprime a posição do horizonte aparente do observador a partir da qual o vento parece provir (ou seja: de onde o vento sopra) e nunca para onde o vento estaria indo, por mais óbvio que isso possa parecer. A direção é expressa em termos do azimute isto é, do ângulo que o vetor velocidade do vento forma com o norte geográfico local (0°), medido no mesmo sentido do movimento dos ponteiros de um relógio analógico. Assim, o vento que vem de leste tem direção de 90° , aquele que procede do sul tem direção de 180° etc..

Na prática, costuma-se fornecer a direção do vento arredondando o azimute para a dezena de graus mais próxima (escala de 1 a 36 pontos). Nessa escala o valor 6, por exemplo, significa que a direção do vento está compreendida entre 55° e 64° ; 36 refere-se a uma direção qualquer entre 356° e 4° . Nela, o valor 0 é usado quando não há vento, situação conhecida como calmaria.

Não havendo instrumento que permita estabelecer a direção do vento com precisão, costuma-se estimá-la e lançar mão da rosa-dos-ventos para exprimir a

direção aproximada. A direção é relatada como aquela que mais se aproxima de um dos pontos cardeais (N, S, E, O) ou colaterais (NE, SE, SW e NW).

1.2 - Velocidade do vento.

O módulo da velocidade do vento é normalmente expresso em metros por segundo (m s^{-1}), em quilômetros por hora (km h^{-1}), ou em *knots* (kt). Um *knot* (pronuncia-se nó) corresponde a uma milha náutica (1852 m) por hora. A correspondência entre essas unidades é, portanto:

$$\begin{aligned} 1 \text{ k} &= 0,514 \text{ m s}^{-1} \\ 1 \text{ m s}^{-1} &= 1,944 \text{ kt} \end{aligned}$$

1.3 - Rajadas.

A velocidade do vento à superfície varia bastante com o tempo e se caracteriza por intensas oscilações (Fig. VII.1) cuja rapidez e amplitude estão relacionadas com o estado de agitação do ar, que constitui a turbulência. Essa agitação denuncia a passagem, pelo local de observação, de turbilhões (vórtices, ou redemoinhos) de diferentes tamanhos e será abordada oportunamente.

A uma variação brusca na velocidade do vento chama-se rajada. Em geral, a rajada é acompanhada por uma variação, igualmente brusca, na direção. O vento à superfície normalmente apresenta rajadas. Por isso mesmo, as observações do vento à superfície, destinadas a fins climatológicos ou sinóticos (previsão do tempo) devem referir-se aos valores médios correspondentes a um intervalo de dez minutos.

1.4 - Representação gráfica da direção e da velocidade do vento.

Em Climatologia costuma-se representar o vento médio registrado à superfície com o auxílio de diagramas polares, divididos em setores de 30 ou de 45°, cujo centro representa o local aonde foram efetuadas as observações. Circunferências concêntricas e eqüidistantes representam as freqüências relativas (%) associadas às médias das direções observadas. Geralmente a velocidade média, associada a cada direção, é indicada em outro diagrama polar, semelhante ao anterior (Fig. VII.2).

Nas cartas sinóticas, a direção do vento é graficamente indicada por um pequeno traço (raque), partindo do ponto que representa a posição de observação, tendo orientação idêntica à do azimute do vento. A partir da extremidade desse

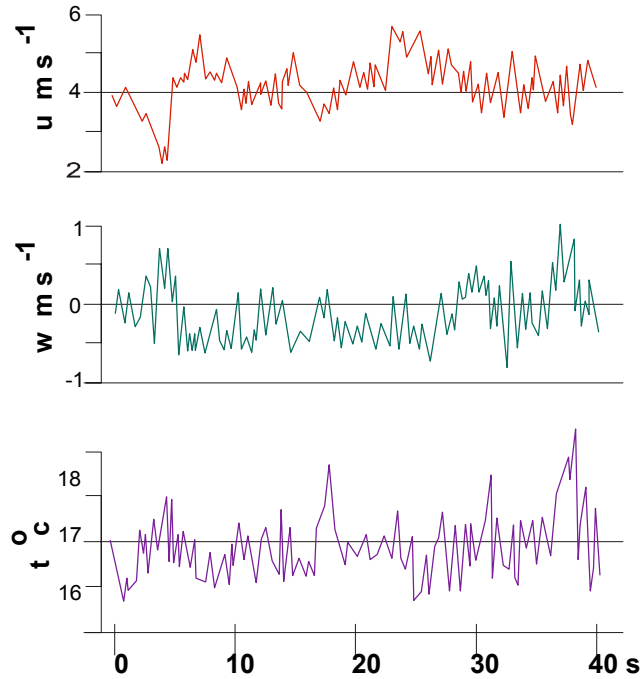


Fig. VII.1 - Flutuações da componente horizontal (u) e vertical (w) da velocidade do ar, comparadas com a variação da temperatura (t), conforme observações feitas à superfície, durante 40 segundos, por Ibbetson (1981).

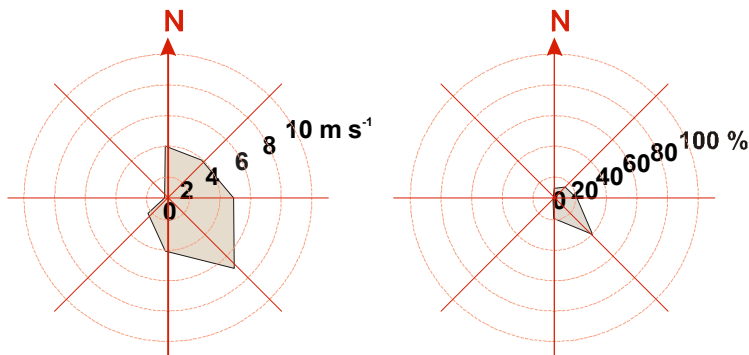


Fig. VII.2 - Representação polar da velocidade média do vento (esquerda) e da frequência relativa da direção (direita).

traço são desenhadas barbelas que simbolizam 10 kt cada uma. Velocidades de 5 kt são traduzidas por meias-barbelas e as de 50 kt por pequenos triângulos (tendo à

base o raque). Velocidades inferiores a 3 kt não têm representação (Fig. VII.3). As situações de calmaria são indicadas por um pequeno círculo em torno do ponto que representa o local da observação.

Para melhor analisar o campo do vento, podem ser traçadas, sobre as cartas meteorológicas, linhas que unam pontos com mesma direção do vento, chamadas isogônicas e linhas que unam pontos onde o vento apresenta a mesma velocidade, ditas isotacas.

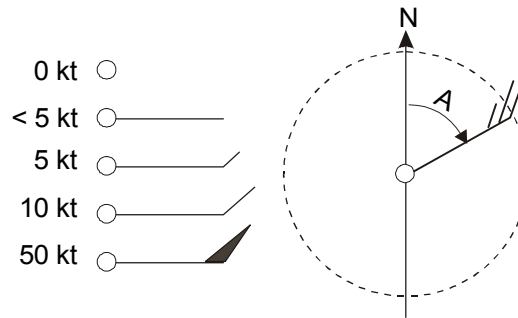


Fig. VII.3 - Representação da direção (raque) e da velocidade (barbelas) do vento em uma carta sinótica (Hemisfério Sul). O raque está orientado segundo o azimute (A).

2. Anemometria.

Chama-se anemometria (do grego *anemós*, que significa vento) à determinação quantitativa do vento, em termos de sua velocidade (módulo) e direção. Os instrumentos usados com essa finalidade são ditos anemógrafos ou anemômetros conforme efetuem, ou não, o registro da velocidade, ou simultaneamente da velocidade e da direção. Os equipamentos anemométricos podem ter saída analógica, digital ou ambas.

Alguns modelos são acopláveis a unidades de gravação em fita magnética, para que os dados sejam ulteriormente processados em computador, com a vantagem de evitar o árduo trabalho da conversão de informações analógicas (gráficos) em digitais e de suprimir completamente sua transcrição e digitação (que normalmente introduzem erros).

2.1 - Observação do vento à superfície.

Inúmeros instrumentos foram concebidos para determinar o vento próximo à superfície, desde o rústico cata-vento de Wild, até os modernos sensores sônicos.

2.1.1 - Cata-vento de Wild.

O cata-vento de Wild é um grosseiro instrumento mecânico (Fig. VII.4), constituído por um detector da direção e um indicador da velocidade do vento. Esses sensores são instalados, na extremidade de um mastro, a cerca de 10 m acima da superfície do solo.

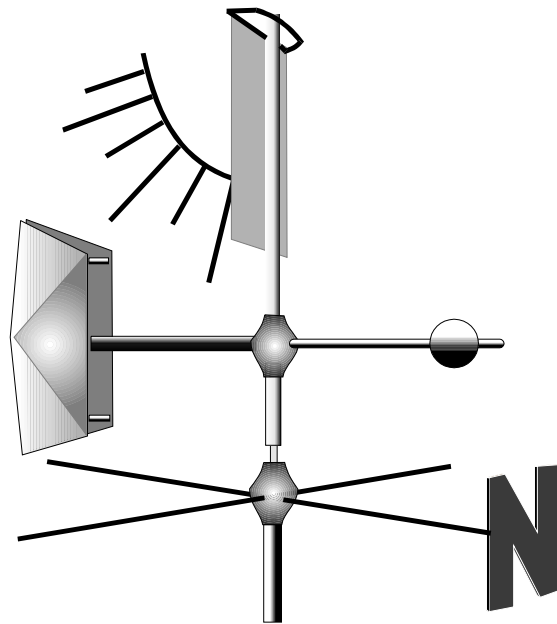


Fig. VII.4 - Cata-vento de Wild. (sem o mastro)

O detector de direção, ou grimpa, é uma peça em forma de seta, tendo, em uma das extremidades, duas aletas e, na outra, uma massa de compensação esférica, cuja única função é a de manter o equilíbrio. Um pouco abaixo dela há quatro varetas, alinhadas, ortogonalmente, segundo os pontos cardeais. A posição das varetas é ajustada no momento da instalação do cata-vento, tomando-se como referência o norte geográfico (verdadeiro) local.

Havendo vento, a grimpa gira em torno do seu eixo vertical, apontando sempre para o setor do horizonte de onde está soprando. A posição da grimpa em relação àquelas varetas permite que se estime, aproximadamente, a direção do vento, desde que o observador esteja bem próximo da base do mastro.

O indicador de velocidade do cata-vento de Wild é uma placa retangular de metal, presa por uma das arestas a um eixo horizontal, solidário ao próprio eixo de rotação da grimpa. Isto mantém a placa sempre perpendicular à direção do vento. Não havendo vento (situação de calmaria), a placa permanece na posição vertical. Com o aumento da velocidade do ar, porém, ela se inclina. Assim, a aresta inferior da placa descreve um movimento em arco acompanhando uma haste curva onde estão pinos de referência, cada um dos quais equivale a um valor de velocidade. Em condições normais de operação, tanto a grimpa quanto a placa oscilam bastante, acompanhando as mudanças da direção e da velocidade do vento. Para uma observação menos grosseira recomenda-se que as amplitudes de oscilação da grimpa e da placa sejam acompanhadas durante cerca de dez minutos, estimando-se, pelas respectivas posições intermediárias, a direção e a velocidade do vento.

O cata-vento de Wild, com o passar do tempo, apresentava oxidação nos eixos e o atrito dela resultante introduzia erros acentuados nas observações. É um instrumento obsoleto.

2.1.2 - Anemômetros e anemógrafos de conchas.

Os anemômetros (indicadores) e os anemógrafos (registradores) de conchas são assim chamados por possuírem um conjunto de três (raramente quatro) conchas de metal leve ou de plástico, hemisféricas ou cônicas, dispostas simetricamente em um plano horizontal, como se ocupassem os vértices de um triângulo equilátero (ou de um quadrado, no caso de haver quatro conchas). As conchas possuem uma haste que as prende ao eixo vertical do instrumento. O movimento circular das conchas, impulsionadas pelo vento, faz girar aquele eixo.

Dependendo do princípio de funcionamento adotado, a rotação do eixo aciona um pequeno gerador elétrico ou um contador de voltas, mecânico ou eletrônico.

Os do primeiro tipo, são ditos anemômetros auto-geradores. A corrente elétrica produzida pelo gerador é medida por um miliamperímetro, cujo ponteiro se desloca sobre uma escala graduada em unidades de velocidade ($m\ s^{-1}$ ou kt). Nos modelos de concepção mais moderna, a corrente elétrica produzida é tratada eletronicamente fornecendo (analógica ou digitalmente) a indicação da velocidade do vento, ou o seu registro a cada intervalo de tempo (definido pelo usuário).

Os anemômetros de conchas com contador de voltas mecânico são chamados totalizadores e fornecem leituras que possibilitam determinar apenas a velocidade média do vento em um dado intervalo de tempo. Possuem um conjunto de engrenagens que convertem o número de rotações do eixo em "distância percorrida" pelo vento, indicando-a digitalmente no visor (Fig. VII.5), em quilômetros ou em milhas náuticas. A velocidade média é obtida dividindo-se a diferença entre duas leituras consecutivas pelo tempo transcorrido entre elas.

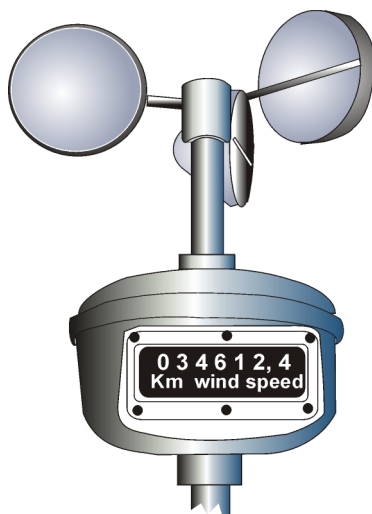


Fig. VII.5 - Anemômetro de conchas do tipo totalizador.

Outra concepção foi a adotada nos chamados anemômetros de contacto, em que o sistema de engrenagens ligava um interruptor elétrico cada vez que o eixo executava um certo número de rotações. O impulso elétrico disparava um relê que fazia movimentar, transversalmente, uma pena registradora, a qual se deslocava sobre um diagrama de papel, preso na superfície cilíndrica de um tambor rotativo. A pena se apoiava em um eixo rosqueado que também girava, elevando-a gradualmente. Desse modo, ia sendo registrada uma linha helicoidal, seccionada por um pequeno traço vertical cada vez que o interruptor era acionado. A esse mecanismo registrador chamava-se cronógrafo (Fig. VII.6). O número de traços transversais registrados pela pena possibilitava calcular o "percurso do vento" em um dado intervalo de tempo. Hoje esses instrumentos já não são usados. Foram substituídos por equipamentos com saída digital.

Uma das restrições impostas ao uso dos anemômetros e anemógrafos de conchas, convencionais ou digitais, prende-se à inércia. As conchas, precisam que a velocidade do vento atinja um certo valor mínimo para que iniciem o movimento de rotação. Por outro lado, tendem a manter a taxa de rotação quando, após uma rajada forte, o movimento do ar cessa ou diminui consideravelmente.

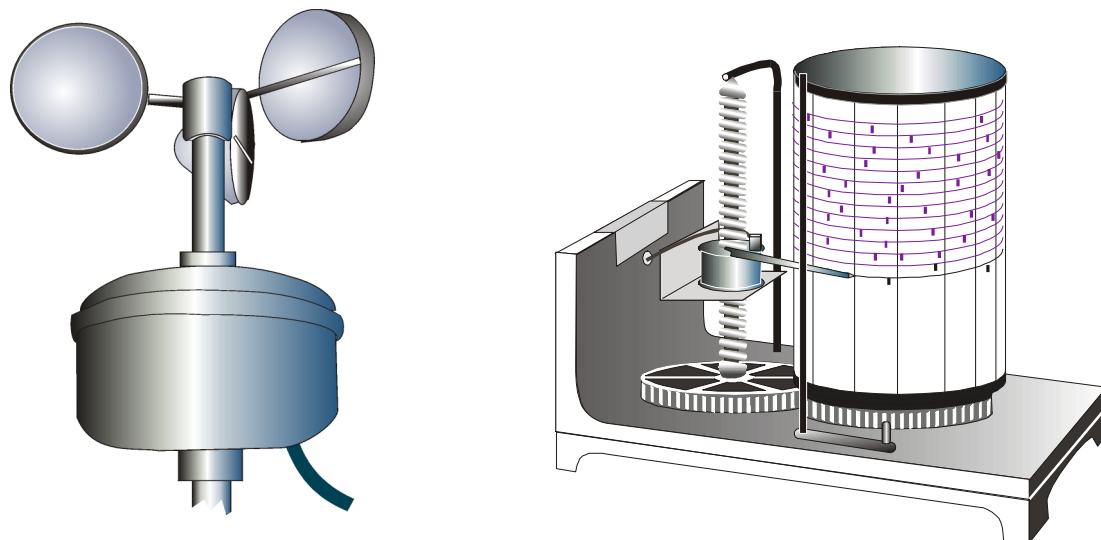


Fig. VII.6 - Anemômetro de contacto (esquerda) e cronógrafo (direita).

2.1.3 - Anemômetros e anemógrafos termoeletrônicos.

Tais instrumentos têm como elemento sensível uma resistência de platina, de tungstênio etc.. Em alguns modelos o sensor, mantido à temperatura constante, é exposto ao vento. A velocidade do vento é obtida indiretamente, medindo-se a corrente elétrica necessária para assegurar à resistência uma temperatura constante. Em outros, a corrente elétrica é mantida constante e o que se determina é a variação da temperatura do sensor, que depende da velocidade do vento.

Tanto em um caso, como no outro, o impulso elétrico oriundo do sensor pode ser eletronicamente tratado para fornecer uma saída analógica ou digital, optando-se por um registrador gráfico, um mecanismo de impressão, ou ambos. Esses aparelhos podem ser equipados com circuitos especiais que forneçam a velocidade do vento a intervalos regulares (fixados pelo usuário), a média e as flutuações em torno dela etc., gravando essas informações em fita magnética, para ulterior processamento.

Anemômetros e anemógrafos termoeletrônicos são usados para determinações precisas da velocidade do vento, especialmente em locais aonde o deslocamento do ar é pequeno, como no interior de culturas agrícolas, por exemplo. Por possuírem tamanho reduzido, vários deles são facilmente instalados num só mastro e acoplados a um microprocessador, para medir a variação vertical da velocidade do vento (perfil de velocidade).

2.1.4 - O anemógrafo universal.

O anemógrafo universal é um instrumento mecânico que serve para registrar a direção, a velocidade instantânea e a velocidade média do vento (Fig. VII.7), ainda bastante freqüente nas estações meteorológicas convencionais. Possui três distintos sensores e quatro penas registradoras (duas para a direção, uma para a "distância percorrida" e a última para a velocidade instantânea).

O sensor de direção é constituído por uma grimpa conectada a um sistema de alavancas o qual aciona uma das penas registradoras de direção (cada uma atua nas direções correspondentes à metade da rosa-dos-ventos, N-E-S e S-W-N). O sensor de velocidade média consiste num conjunto de três conchas, dispostas simetricamente, à semelhança do que ocorre com os anemômetros totalizadores. A rotação das conchas movimentam mecanicamente a terceira pena registradora, fazendo-a traçar um gráfico em zig-zag da "distância percorrida" pelo vento. O registro desta última pena é cumulativo e a alternância da linha traçada (em zig-zag) ocorre, nos modelos mais comuns, a cada intervalo de 10.000 m. Finalmente, o sensor de velocidade instantânea (detector de rajadas) está representado por um tubo de Pitot (sistema de pressão sucção), o qual aciona dinamicamente a quarta pena registradora e possibilita verificar a ocorrência de mudanças bruscas na velocidade do vento.

Por se tratar de instrumento relativamente grande, não é apropriado para determinações a pequenas alturas do solo e tampouco pode ser usado no estabelecimento de perfis de vento. São encontrados em estações meteorológicas convencionais, para registro do vento a 10 m de altura, cuja velocidade e direção são requeridas aos estudos sinóticos.

2.1.5 - Anemômetros sônicos.

Um anemômetro sônico consiste em três pares emissores-receptores de som, ortogonalmente orientados. Cada par é capaz de detectar sutis variações entre o instante da emissão e o da recepção de sinais sonoros. A velocidade de escoamento do ar é deduzida indiretamente, a partir das alterações que provoca na propagação do som. O instrumento pode ser instalado de maneira que os pares detectores fiquem orientados nas direções leste-oeste, norte-sul e zênite-nadir (segundo os eixos x, y e z do referencial local), passando a fornecer diretamente as componentes zonal (u), meridional (v) e vertical (w) da velocidade do ar.

2.2 - Observação do vento em níveis elevados da atmosfera.

A forma mais simples de observar o vento em níveis atmosféricos afastados da superfície é acompanhar a trajetória de um balão que se desloca livremente na

atmosfera. O monitoramento da posição do balão pode ser óptico (balão-piloto) ou eletrônico (radioventossonda).

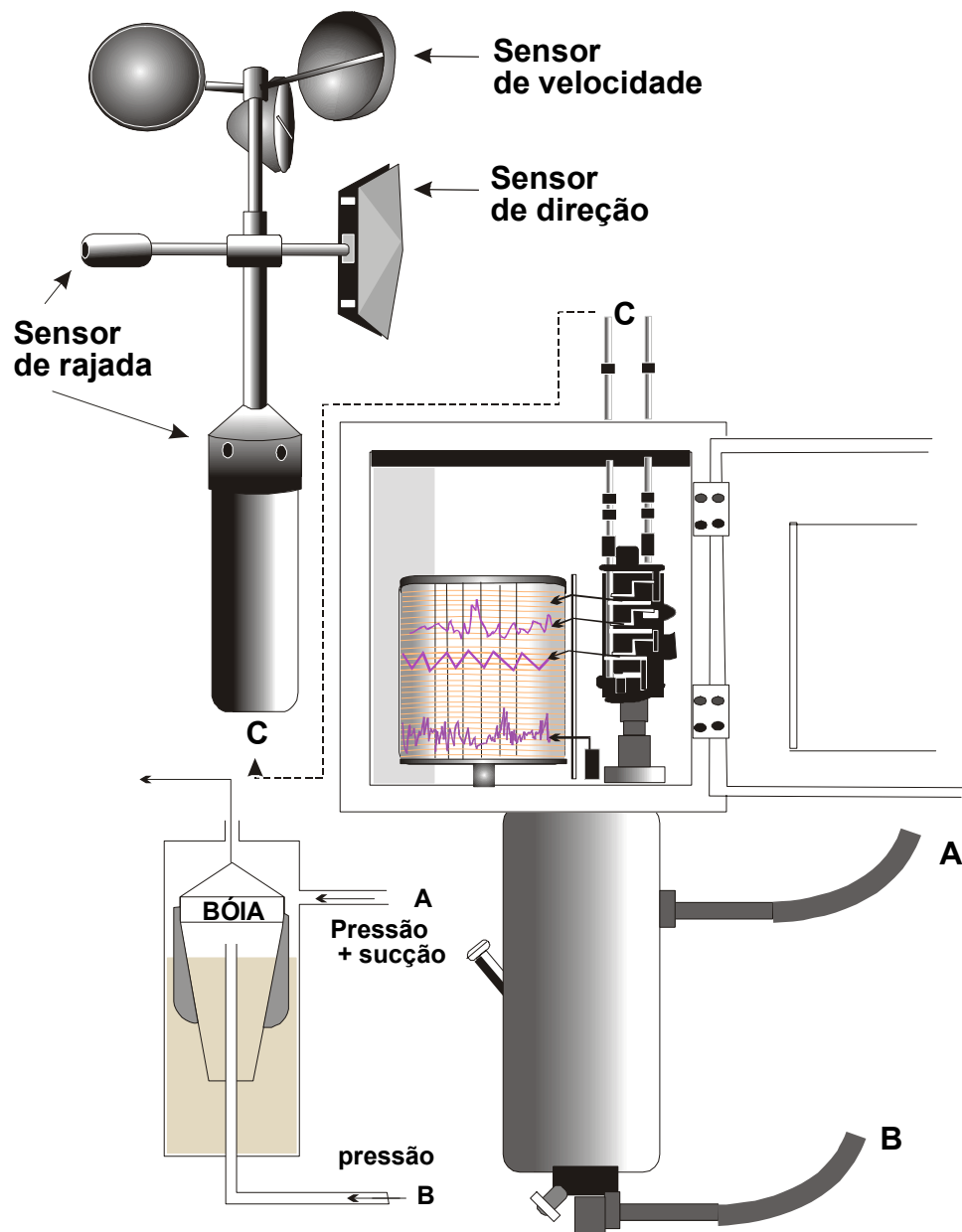


Fig. VII.7 - Anemógrafo tipo universal, vendo-se acima os sensores e abaixo detalhe do mecanismo de registro e da bóia do sistema de pressão-sucção.

2.2.1 - Sondagens óticas.

Um balão-piloto é um simples balão de borracha (em geral vermelho ou branco), inflado com uma certa quantidade de hidrogênio ou hélio e lançado na atmosfera. A razão de ascensão do balão é teoricamente conhecida (Tabela VII.1). Logo, se for medido seu ângulo de elevação (E) e seu azimute (A) a intervalos regulares, é possível estimar sua trajetória na atmosfera. Esses ângulos são obtidos, minuto a minuto, com o auxílio de um teodolito ótico que difere dos convencionais (empregados em levantamentos topográficos) porque a objetiva forma com a ocular um ângulo de 90°.

A distância horizontal da projeção do balão (L) ao ponto de origem, em um dado minuto t, após o lançamento (t = 0), é calculada através da expressão:

$$h = L \operatorname{tg} E, \quad (\text{VII.2.1})$$

sendo a altura do balão (h), determinada a partir da razão ascensional (Tabela VII.1), variável com o tamanho do balão e com a densidade do ar. Obtida a distância ao local de lançamento e o azimute, a cada minuto, é possível traçar a projeção da trajetória do balão sobre o plano do horizonte: uma poligonal, sob escala, unindo os pontos (p₀, p₁, p₂, p₃ etc.) correspondentes às projeções de sua posição na atmosfera, em minutos sucessivos (t₀, t₁, t₂, t₃ etc.), sendo t₀ o do lançamento.

A velocidade média do vento no nível (z_n), atingido no enésimo minuto após o lançamento, é estabelecida dividindo-se a distância (m) entre os pontos p_{n-1} e p_{n+1} da poligonal, correspondentes aos minutos t_{n-1} e t_{n+1}, pelo intervalo de tempo (60 segundos). A direção média é computada transportando-se graficamente a linha que une aqueles pontos (p_{n-1} e p_{n+1}) para a posição que representa o local de lançamento (p₀) e medindo-se seu azimute.

Seria possível determinar a direção e a velocidade do vento, mesmo que não se soubesse a razão de ascensão do balão, empregando-se dois teodolitos, separados por uma distância conhecida, operados simultaneamente.

Por se tratar de um processo ótico, as sondagens com balões-piloto não podem ser feitas em dias muito nublados, especialmente se as nuvens presentes forem baixas. Para sondagens noturnas é necessário prender ao balão uma pequena lanterna, nem sempre adequadamente visível. Esses inconvenientes tornam difícil o uso de balões-piloto, que praticamente não são mais usados.

2.2.2 - Radioventossondas.

Esse processo consiste na determinação da direção e da velocidade do vento

através das sucessivas posições de uma radiossonda (ver Capítulo IV) em vôo, obtidas eletronicamente. As radiossondas modernas estão equipadas com uma unidade GPS (*Global Positioning System*), capaz de fornecer, a qualquer instante do vôo, sua posição na atmosfera. Os sinais recebidos pelos sensores são instantaneamente transmitidos pela radiossonda para a superfície, são repassadas a um circuito acoplado a um microcomputador que os interpreta.

TABELA VII.1

ALTURAS (m) CALCULADAS PARA BALÕES-PILOTO DE 30 E DE 100 GRAMAS, NOS PRIMEIROS 20 MINUTOS DA SONDAGEM.

MINUTO	30g	100g	MINUTO	30g	100g
1	216	350	11	2070	3300
2	414	670	12	2250	3580
3	612	980	13	2430	3855
4	801	1285	14	2610	4130
5	990	1585	15	2790	4405
6	1170	1880	16	2970	4675
7	1350	2170	17	3170	4945
8	1530	2455	18	3330	5215
9	1710	2740	19	3510	5485
10	1890	3020	20	3690	5755

3. Alguns aspectos da fluidodinâmica.

3.1 - Trajetórias e linhas de corrente.

A caracterização do campo do escoamento do ar é usualmente efetuada analisando o vento (movimento bidimensional) em diferentes níveis. Os movimentos verticais em qualquer camada, limitada por dois desses níveis, são deduzidos a partir da variação do vento em cada uma delas. Por exemplo: pode-se inferir que em um centro de baixa pressão o movimento do ar é ascendente, apenas observando que o vento é convergente à superfície (nível inferior) e divergente mais acima.

Há duas maneiras distintas de se estudar o movimento de um fluido isto é, de definir um campo de escoamento:

- o método euleriano, que considera a velocidade de diferentes partículas do fluido, simultaneamente, em um determinado instante; e

- o método lagrangeano, que acompanha o movimento de partículas específicas desse fluido com o tempo.

O método euleriano fornece uma visão instantânea, puramente sinótica, do escoamento. Isto é obtido traçando-se linhas tangentes à velocidade observada simultaneamente em diferentes pontos do escoamento, denominadas linhas de corrente. A evolução temporal do escoamento é estudada pela disposição dessas linhas em instantes sucessivos.

No outro método, determinam-se linhas das quais o vetor velocidade das partículas, ao longo do tempo, é tangente. A abordagem lagrangeana exige que a trajetória de determinadas partículas do fluido seja conhecida, o que é difícil de se obter em se tratando da atmosfera.

Em resumo, o método euleriano corresponde a uma visão instantânea (conceito sinótico) do movimento de várias partículas, enquanto que o método lagrangeano permite visualizar as sucessivas posições de uma mesma partícula (conceito substantivo) ao longo do tempo. É claro que as linhas de corrente só coincidem com as trajetórias no caso particular do escoamento ser uniforme.

Embora os dois métodos conduzam aos mesmos resultados, em Meteorologia adota-se (no estudo do movimento da atmosfera) a análise das linhas de corrente, que são mais fáceis de obter. Note-se que as cartas meteorológicas são elaboradas a partir de informações coletadas simultaneamente (abordagem sinótica, tipicamente euleriana) em diferentes pontos da atmosfera. Seria praticamente impossível empregar a abordagem lagrangeana, por ser muito complicado monitorar o movimento de partículas individualizadas de ar atmosférico.

3.2 - Diferencial total.

Imagine-se que um certo volume substantivo de um fluido possui, em um determinado instante (t_0), uma propriedade física qualquer (H), variável com o tempo: a temperatura (T), por exemplo. Uma variação temporal da temperatura do fluido poderia ocorrer de duas maneiras distintas:

- como conseqüência da absorção ou da emissão de calor, experimentada simultaneamente pelo volume substantivo do fluido e pelo meio circundante, em equilíbrio térmico com ele; ou,
- em decorrência de um deslocamento do volume substantivo do fluido, atravessando um meio onde a temperatura variasse com a posição (existência de um gradiente térmico);

Na primeira hipótese as coordenadas de posição do volume substantivo do fluido (x_0 ,

y_0 e z_0) não sofrem alteração alguma e a variação da temperatura com o tempo é dita local. Se $\partial T/\partial t$ traduzir a mudança por unidade de tempo (taxa), então, após um intervalo Δt , a variação local da temperatura será:

$$\Delta T_L = (\partial T/\partial t) \Delta t. \quad \dots (i)$$

Na segunda alternativa o volume substantivo do fluido, animado de uma velocidade V , passaria às coordenadas x_0+dx , y_0+dy e z_0+dz , em um dado intervalo de tempo (Δt), experimentando uma variação progressiva de T por influência do deslocamento. A alteração na temperatura, causada exclusivamente pelo fato do volume substantivo ter se movido, é:

$$\Delta T_M = (\partial T/\partial x)dx + (\partial T/\partial y)dy + (\partial T/\partial z)dz \quad \dots (ii)$$

onde $(\partial T/\partial x)$, $(\partial T/\partial y)$ e $(\partial T/\partial z)$ representam incrementos da temperatura por unidade de comprimento ao longo dos eixos x , y e z , respectivamente. Cada incremento pode ser positivo, nulo ou negativo.

É claro que a variação total da temperatura com o tempo (ΔT), experimentada pelo volume substantivo do fluido, equivale à soma das duas contribuições ($\Delta T = \Delta T_L + \Delta T_M$), ou seja:

$$\Delta T = (\partial T/\partial t) \Delta t + (\partial T/\partial x)dx + (\partial T/\partial y)dy + (\partial T/\partial z)dz.$$

Dividindo essa expressão por Δt , tem-se:

$$\Delta T/\Delta t = \partial T/\partial t + (\partial T/\partial x)(dx/\Delta t) + (\partial T/\partial y)(dy/\Delta t) + (\partial T/\partial z)(dz/\Delta t)$$

e no limite, quando Δt tende a zero,

$$dT/dt = \partial T/\partial t + (\partial T/\partial x)(dx/dt) + (\partial T/\partial y)(dy/dt) + (\partial T/\partial z)(dz/dt).$$

Finalmente, lembrando que dx/dt , dy/dt e dz/dt são, respectivamente, as componentes u , v e w do vetor velocidade:

$$dT/dt = \partial T/\partial t + u(\partial T/\partial x) + v(\partial T/\partial y) + w(\partial T/\partial z). \quad (VII.3.1)$$

Escrita na forma vetorial tem-se:

$$dT/dt = \partial T/\partial t + \vec{V} \cdot \nabla T. \quad (VII.3.2)$$

Essa expressão é bastante geral pois, como se disse inicialmente, T poderia representar uma outra propriedade física qualquer. Efetivamente d/dt é um operador (diferencial total):

$$d/dt = \partial/\partial t + \vec{V} \cdot \nabla \quad (\text{VII.3.3})$$

e mostra que a variação temporal total de uma determinada propriedade do fluido resulta de duas contribuições distintas: uma puramente local ($\partial/\partial t$) e outra decorrente do transporte ($\vec{V} \cdot \nabla$).

Holton (1979) oferece um interessante exemplo que torna bastante claros os conceitos aqui expostos. Imagine-se que a pressão atmosférica ao nível médio do mar decresça 3mb/180 km em direção a leste e que um navio, movendo-se para leste a 10 km/h, verifica uma mudança na pressão de -1mb/3h. Qual seria a variação de pressão observada em uma ilha junto da qual o navio está passando ?

Tomando-se x orientado para leste, como habitualmente, a variação local da pressão (p) observada na ilha seria:

$$\partial p/\partial t = dp/dt - u \partial p/\partial x$$

$$\partial p/\partial t = -1\text{mb}/3\text{h} - (10\text{km}/\text{h})(-3\text{mb}/180\text{km}) = -1\text{mb}/6\text{h}$$

exatamente a metade do valor observado a bordo. Note-se que $\partial p/\partial t$ indica a tendência barométrica registrada no navio, deslocando-se com uma velocidade u.

3.3 - Equação da continuidade.

A relação funcional que exprime o princípio da conservação da massa, sob o ponto de vista da Física Clássica, é a equação da continuidade. Para demonstrá-la considere-se um paralelepípedo de controle (imóvel), de volume unitário, com arestas indeformáveis (Δx , Δy e Δz) orientadas segundo os eixos do referencial local (Fig. VII.8). Através de suas paredes imaginárias escoo um fluido com velocidade (tridimensional) \vec{V} .

Se $(\rho u) \Delta y \Delta z$ designar o fluxo de massa que penetra na face oeste do paralelepípedo e $\partial(\rho u)/\partial x$ indicar a variação do fluxo por unidade de comprimento na direção de x, então o fluxo na face leste, saindo do paralelepípedo, será $\{\rho u + [\partial(\rho u)/\partial x] \Delta x\} \Delta y \Delta z$ (desprezando termos de segunda ordem). A variação do fluxo de massa, decorrente da componente zonal do escoamento, é dada pela diferença:

$$f_x = \rho u \Delta y \Delta z - \{\rho u + [\partial(\rho u)/\partial x] \Delta x\} \Delta y \Delta z$$

$$f_x = \{-\partial(\rho u)/\partial x\} \Delta x \Delta y \Delta z.$$

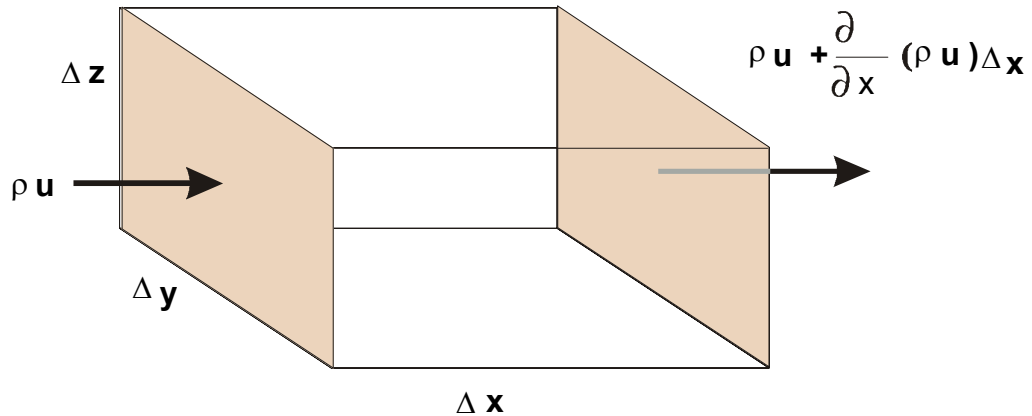


Fig. VII.8 - Componente zonal do fluxo de massa imediatamente antes $[(\rho u)\Delta y\Delta z]$ e depois $[\rho u + \{\partial(\rho u)/\partial x\}\Delta x\Delta y\Delta z]$ de atravessar um paralelepípedo de controle, orientado segundo os eixos do referencial local.

As componentes meridional e vertical, obtêm-se de modo análogo:

$$f_y = \{-\partial(\rho v)/\partial y\}\Delta x\Delta y\Delta z;$$

$$f_z = \{-\partial(\rho w)/\partial z\}\Delta x\Delta y\Delta z.$$

Não existindo fontes nem sumidouros de massa no interior daquele paralelepípedo de controle, a variação local da densidade ($\partial\rho/\partial t$) somente poderá ser explicada por uma alteração no fluxo (transporte) de massa. Como o volume ($\Delta x\Delta y\Delta z$) é unitário, depreende-se que:

$$\partial\rho/\partial t = -\partial(\rho u)/\partial x - \partial(\rho v)/\partial y - \partial(\rho w)/\partial z, \quad (\text{VII.3.4})$$

ou, introduzindo o operador gradiente,

$$\partial\rho/\partial t + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0. \quad (\text{VII.3.5})$$

Esta condição, conhecida como equação da continuidade, mostra que qualquer alteração na taxa de acumulação de massa ($\partial\rho/\partial t$) deverá corresponder a uma variação entre o fluxo de entrada e o de saída ou seja, a um transporte (advecção) de massa. A equação da continuidade, em outras palavras, traduz o princípio da conservação da massa.

Em se tratando de fluidos incompressíveis, ou que atuem como incompressíveis sob determinadas condições, o escoamento é caracterizado por:

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0. \quad (\text{VII.3.6})$$

O produto escalar $\nabla \cdot \vec{V}$ é denominado divergência da velocidade. Em termos bidimensionais, isto significa que:

$$\nabla \cdot \vec{V}_z = (\partial u / \partial x) + (\partial v / \partial y) = 0 \quad (\text{VII.3.7})$$

4. A camada-limite planetária.

Na atmosfera não são encontrados limites físicos de qualquer espécie. Apenas determinadas camadas podem apresentar certas propriedades de uma maneira mais acentuada que outras. No entanto a variação entre elas é sempre gradual. Quando se leva em conta o efeito que a superfície terrestre provoca no movimento do ar, costuma-se dividir a atmosfera em duas regiões:

- a camada-limite planetária, justaposta à superfície terrestre, cuja rugosidade natural (provocando atrito) afeta profundamente o escoamento do ar;
- e a atmosfera livre, mais acima, onde se admite que o escoamento não sofre a influência direta da presença da superfície (escoamento sem atrito).

Essa discriminação é empírica, já que a influência da rugosidade natural da superfície da Terra sobre o ar em movimento, diminui progressivamente com a altura e, portanto, não só não pode existir uma separação nítida entre essas camadas, como, ainda, a espessura da primeira vai depender do grau de aspereza da superfície subjacente e da própria velocidade do ar que sobre ela escoar.

Além da influência do atrito, deve-se adicionar o efeito gerado pelo aquecimento do ar em contacto com a superfície, o qual desencadeia movimentos convectivos, complicando bastante o campo do escoamento do ar próximo à superfície. Nessa camada, o efeito da aceleração de Coriolis é insignificante, quando comparado àquele decorrente do atrito.

Visando a facilitar o estudo dos múltiplos efeitos envolvidos, a camada-limite planetária é normalmente dividida em três subcamadas: a subcamada laminar, a camada-limite superficial e a camada de Ekman. A análise teórica do movimento do ar nessas camadas é objeto de estudos mais avançados que fogem ao objetivo deste texto. A seguir serão tecidos apenas alguns breves comentários.

4.1 - A subcamada laminar.

Quando se estuda o movimento de fluidos em contacto com superfícies planas, costuma-se admitir a existência de uma delgada camada (com, no máximo, poucos milímetros de espessura), onde o escoamento é lento e tipicamente laminar (não há turbulência alguma). Essa zona é referida como subcamada laminar e sua presença é observável sobre superfícies lisas, em condições de vento muito fraco. O perfil do vento sob regime de escoamento laminar será abordado adiante (tópico 5.1).

4.2 - A camada-limite superficial.

Na camada-limite superficial o vento é fortemente influenciado pelo gradiente de pressão e pela presença da superfície terrestre.

Mesmo sob condições de vento muito forte, a espessura da camada-limite superficial não excede aos 150 m. Nela as componentes da velocidade do ar, em cada nível, apresentam intensas flutuações em todas as escalas temporais (segundos, minutos etc.) e espaciais (cm, m etc.). Tais flutuações, como já mencionado, estão associadas à presença de turbilhões (vórtices) que caracterizam o estado de agitação (turbulência) do ar. O movimento turbulento é muito eficiente em difundir vapor d'água, calor, poluentes etc., pois denuncia um processo de constante mistura, advindo daí o interesse em estudar profundamente as características dessa camada. Na realidade seu estudo deu origem a uma área muito especializada: a Micrometeorologia.

A turbulência que se verifica na camada-limite superficial, identificada pela acentuada oscilação da velocidade do vento em cada nível (Fig. VII.1), resulta da ação combinada de duas contribuições: da agitação mecânica do ar e da convecção. A agitação mecânica advém do atrito do ar com a superfície, aumenta com a velocidade do vento e é normalmente referida como turbulência mecânica. A convecção, consequência do aquecimento do ar em contacto com a superfície subjacente, origina correntes ascendentes (quentes) e subsidentes (frias). O efeito do aquecimento tem um ciclo diário, relacionado com o suprimento energético de origem solar.

Próximo da superfície terrestre predomina a turbulência mecânica. Progressivamente, porém, à medida que a altura aumenta, a convecção torna-se a principal causa da turbulência. Na camada-limite superficial, por conseguinte, a estrutura do vento é condicionada pela natureza da superfície e pelo gradiente vertical de temperatura do ar (Sutton, 1953).

4.3 - A camada de Ekman.

Situada acima da camada-limite superficial, a camada de Ekman corresponde a uma zona de transição entre a porção inferior (turbulenta) e a atmosfera livre. Seu limite superior, sobre o oceano, quase sempre, oscila entre 500 e 1000 m de altura; sobre o continente, em situações de vento muito forte e dependendo da topografia, pode alcançar 3000 m.

Na camada de Ekman, o efeito do atrito é menor e não se podem desprezar as influências da aceleração de Coriolis (exceto próximo ao equador), do gradiente de pressão e tampouco da convecção. O vento aumenta de velocidade com a altura e muda gradualmente de direção, de modo que sua projeção, eventualmente, tende a assumir o aspecto de uma espiral (espiral de Ekman).

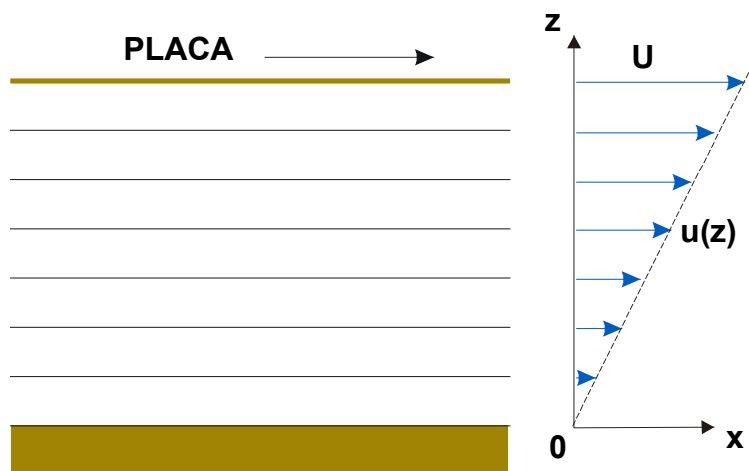


Fig. VII.9 - Escoamento laminar de um fluido provocado pelo deslocamento da placa superior em relação à inferior (fixa). Notar a variação da velocidade (u_z) com a altura (z).

5. Movimento do ar na subcamada laminar.

Para compreender como varia a velocidade de escoamento do ar na subcamada laminar, imaginem-se duas placas paralelas, perfeitamente lisas e planas, separadas por uma distância vertical $z = Z$ e imersas em um fluido, em absoluto repouso em relação ao observador. Colocando-se a placa superior em movimento, com uma velocidade $u_z = U$, mas mantendo-se a placa inferior em repouso, será observada, no perfil do fluido, uma variação de velocidade com a altura (Fig. VII.9). De fato, uma fina camada do fluido, situada junto à placa superior, irá deslocar-se com a

mesma velocidade (U) desta, mas a camada inferior do fluido, justaposta à placa imóvel, terá velocidade nula. Assumindo-se que a velocidade (u_z) do fluido varia linearmente com a altura (z), então, para qualquer ponto localizado entre as placas:

$$u_z/U = z/Z.$$

Como U e Z são constantes,

$$du_z/dz (U/Z) = \text{constante.} \quad (\text{VII.5.1})$$

Para manter a placa superior em movimento, é necessário aplicar-lhe uma força tangencial (F), proporcional a U/Z. Essa força, quando expressa por unidade de área da placa é chamada tensão de cisalhamento (τ_x). Sendo μ o fator de proporcionalidade, normalmente designado por coeficiente de viscosidade dinâmica molecular do fluido, vem:

$$\tau_x = \mu(U/Z) = \mu(du_z/dz). \quad (\text{VII.5.2})$$

O índice (x) indica que a tensão de cisalhamento está sendo medida na direção do escoamento, que arbitrariamente se estabeleceu como sendo x. O coeficiente de viscosidade dinâmica molecular é normalmente expresso em *poise* ($\text{dyn cm}^{-2} \text{ s}$). Sob temperaturas de 0, 20 e 40 °C os valores de μ para o ar são, respectivamente, $1,71 \times 10^{-4}$, $1,81 \times 10^{-4}$ e $1,90 \times 10^{-4}$ $\text{dyn cm}^{-2} \text{ s}$ (Sutton, 1953).

A progressiva redução da velocidade (u_z) para baixo indica que a força aplicada à placa superior vai continuamente se dissipando. Esse efeito é atribuído ao atrito molecular (viscosidade). A força atuante em cada camada do fluido (e, portanto, a tensão de cisalhamento) diminui com a altura. A variação da tensão de cisalhamento (τ_x) com a altura (z) é obtida derivando a equação anterior (VII.5.2) que conduz a:

$$d\tau_x/dz = d(\mu(du_z/dz))/dz.$$

Normalmente essa variação é expressa por unidade de massa, o que se consegue dividindo ambos os membros pela densidade. Portanto:

$$(1/\rho) d\tau_x/dz = (1/\rho) d(\mu(du_z/dz))/dz \quad (\text{VII.5.3})$$

e, no caso específico em que a viscosidade dinâmica não varia com a altura,

$$(1/\rho) d\tau_x/dz = (\mu/\rho) d^2u_z/dz^2 = \nu d^2u_z/dz^2. \quad (\text{VII.5.4})$$

Ao parâmetro $\nu = \mu/\rho$ chama-se coeficiente de viscosidade cinemática ($\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}$) do fluido.

Como se observa, a variação da velocidade do vento com a altura na sublimada laminar é devida tipicamente às forças moleculares. O atrito oferecido pela superfície ao movimento do ar equivale a uma força atuando no sentido contrário ao do escoamento.

6. O vento na camada-limite superficial.

Determinadas investigações micrometeorológicas e agrometeorológicas procuram quantificar a difusão vertical de propriedades físicas do ar (especificamente de massa, de calor e de quantidade de movimento), tornando-se necessário estabelecer perfis de velocidade do vento, isto é: conhecer a variação da velocidade do vento com a altura, na camada atmosférica justaposta à superfície-fonte, que pode estar representada por um espelho d'água, pelo solo, pelas copas da vegetação etc..

É evidente que a dispersão de massa (poluentes, vapor d'água etc.) ou de calor na atmosfera, por exemplo, será tanto mais rápida quanto maior a turbulência do ar que se encontra em contacto com a fonte dessas propriedades. O conceito de turbulência está muito associado ao de eficiência de mistura. A importância de se conhecer a variação da velocidade do vento com a altura reside no fato de que, quanto maior for o gradiente vertical de velocidade do ar, mais intensa será a turbulência.

Neste tópico será empregado o símbolo u_z para designar a velocidade do vento (componente horizontal do movimento), independente de sua direção. Assim, o gradiente vertical de velocidade do vento será indicado por $\partial u_z / \partial z$.

Quando se constróem curvas da velocidade média do vento (referente a um intervalo de tempo pequeno) em função da altura, sem levar em conta a direção do escoamento, obtêm-se perfis semelhantes ao indicado na Fig. VII.10. A análise dessas curvas indica que a velocidade média do vento (u_z) aumenta com a altura (z); rapidamente junto à superfície e mais lentamente à medida que z cresce. Isso significa que o gradiente vertical da velocidade média do vento ($\partial u_z / \partial z$) diminui com a altura. O mesmo perfil pode ser desenhado usando-se um papel monolog ($y = \ln z$, $x = u_z$), gerando uma reta (Fig. VII.10). Analisando esse perfil constata-se que, a partir de uma certa altura acima do solo,

$$\partial u_z / \partial (\ln z) = A \quad (\text{VII.6.1})$$

em que A é uma constante (específica de cada perfil) com dimensões de velocidade. Tendo-se em conta o significado da diferencial da função logaritmo, a expressão anterior assume a seguinte forma:

$$\partial u_z / \partial z = A/z. \quad (\text{VII.6.2})$$

Integrando-se a equação VII.6.1, encontra-se:

$$u_z = A \ln(z/z_0) \quad (\text{VII.6.3})$$

O parâmetro z_0 é positivo ($z_0 > 0$) e representa a altura abaixo da qual a velocidade do vento é nula (Tohn, 1975). Geometricamente, exprime a ordenada do ponto de interseção entre a reta $\partial u_z / \partial (\ln z)$ e o eixo vertical ($y = \ln z$), conforme se observa na Fig. VII.10.

Fisicamente, z_0 traduz a rugosidade aerodinâmica da superfície subjacente ao vento sendo designado como "comprimento da rugosidade", ou "parâmetro de rugosidade" e, em geral, possui, uma ordem de magnitude menor que a da altura real da rugosidade da superfície (Priestley, 1959). Para vegetação rasteira, z_0 praticamente equivale à rugosidade natural mas, quando são realizados testes usando espécies de maior porte, tornam-se necessários ajustes, já que as plantas normalmente se vergam, acomodando-se à velocidade do vento, o que altera z_0 .

O perfil do vento sugere a existência de uma força de arraste, atuando sobre a superfície. Quando essa força é expressa por unidade de área, recebe o nome de pressão de cisalhamento. O que se verifica na escala turbulenta é fisicamente semelhante ao que ocorre em escala molecular, apenas os coeficientes envolvidos são muitas vezes maiores. Sendo L o comprimento, T o tempo e M a massa, as dimensões de pressão (força por área) são equivalentes a:

$$MLT^{-2}/L^2 = MLT^{-1}/(L^2T) = (M/L^3) (L^2/T^2).$$

Essa relação revela que a pressão de cisalhamento exprime o fluxo vertical de quantidade de movimento (produto da massa pela velocidade, por unidade de área e de tempo).

O arraste do vento sobre a superfície causa, por conseguinte, o transporte vertical de quantidade de movimento do ar para a superfície. A relação anterior revela, ainda, que o fluxo vertical de quantidade de movimento (τ) tem dimensões equivalentes às do produto da massa específica pelo quadrado da velocidade. Essa conclusão possibilita escrever:

$$\begin{aligned} \tau &= \rho U^*{}^2 \\ U^* &= (\tau / \rho)^{1/2}. \end{aligned} \quad (\text{VII.6.4})$$

onde ρ designa a densidade do ar e U^* é um parâmetro, conhecido como velocidade de fricção (porque tem dimensões de velocidade). A velocidade de fricção está relacionada com a rapidez com que se processa a transferência de quantidade de movimento para a superfície. Como consequência, U^* também é uma grandeza profundamente relacionada à eficiência com que se processa a difusão vertical turbulenta

de propriedades físicas (calor, vapor d'água, poluentes etc.) geradas na interface superfície-atmosfera (Montheith, 1975). Em resumo, quanto maior a transferência de quantidade de movimento da atmosfera para a superfície, maior a transferência vertical turbulenta de calor e massa.

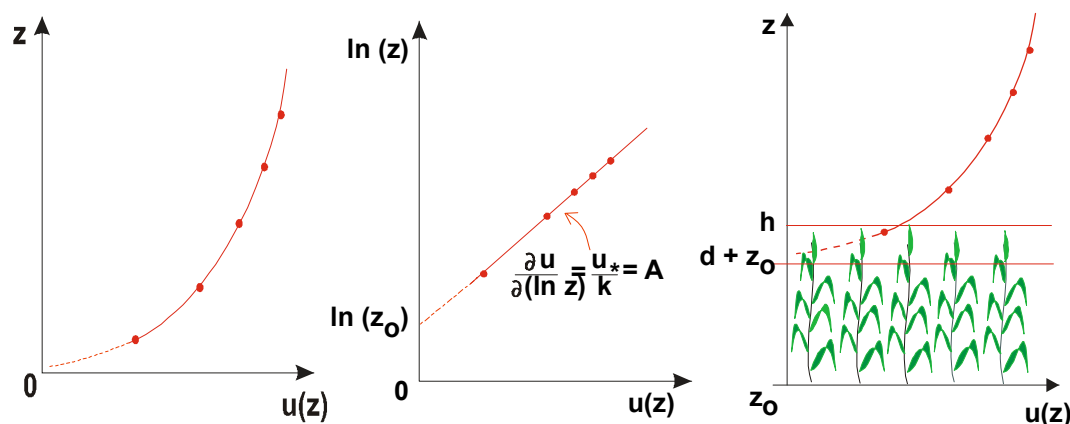


Fig. VII.10 - Perfil de velocidade (u_z) do vento sobre superfície não vegetada (com escala vertical linear à esquerda e logarítmica no centro). À direita o perfil com vegetação de altura h .

6.1 - Superfícies não vegetadas.

O estudo da turbulência não é simples. Exige a adoção de hipóteses restritivas que permitam a elaboração de modelos capazes de gerar alguma informação útil. Dentre as muitas hipóteses normalmente assumidas admite-se que a velocidade de fricção (U^*) é proporcional à constante (A) que aparece na equação VII.6.1 (Sutton, 1953):

$$U^* = A/k. \quad (\text{VII.6.5})$$

O fator de proporcionalidade $k = 0,41$ é obtido experimentalmente e se chama constante de Kármán (Rose, 1966). Essa hipótese, porém, só é rigorosamente válida quando a atmosfera se encontra em equilíbrio neutro (Rosemberg, 1974). Nas situações em que tal equilíbrio acontecer, deduz-se, a partir da equação VII.6.3, que:

$$u_z = (U^*/k) \ln(z/z_0), \quad (\text{VII.6.6})$$

ou, introduzindo a relação VII.6.4,

$$u_z = (1/k) (1/\rho)^{1/2} \ln(z/z_0). \quad (\text{VII.6.7})$$

O perfil de vento descrito pela equação anterior (Fig. VII. 10) é válido para superfícies sem vegetação e quando a atmosfera se encontra em equilíbrio neutro (Capítulo VI), o que é muito raro na prática. Alguns valores de z_0 e U^* figuram na Tabela VII.2.

TABELA VII.2

VALORES TÍPICOS DE d , z_0 E U^* PARA GRAMÍNEAS, OBTIDOS SOB VELOCIDADE DO VENTO DE 5 m s^{-1} , MEDIDA A 2 m DE ALTURA, EM CONDIÇÕES DE EQUILÍBRIO NEUTRO .

Altura cm	d cm	z_0 cm	U^* cm s ⁻¹
1 a 3	0	0,5	33
10	0	2,3	45
30	0	5,0	55
50	0	9,0	63
60 a 70	30	3,0	50

FONTE: Sutton (1953).

6.2 - Superfícies vegetadas.

Em áreas recobertas por vegetação uniforme com altura h , a superfície aerodinâmica efetiva não coincide com a interface solo-atmosfera, mas se situa a uma certa altura (d) em relação ao solo. Essa altura é conhecida como deslocamento do nível zero ($0 < d < h$), porque é a partir dela que a velocidade do vento se torna diferente de zero. Fisicamente, esse novo parâmetro traduz a altura (acima de z_0) até onde não há vento. Seu valor depende da espécie vegetal presente (porte, densidade da folhagem, geometria da copa etc.), bem como da própria velocidade do vento mais acima.

A substituição de z por $z - d$, na equação precedente, possibilita aperfeiçoá-la, resultando, para $z > d$ e $z_0 > 0$:

$$u_z = (1/k) (1/\rho)^{1/2} \ln\{(z - d)/z_0\}. \quad (\text{VII.6.8})$$

Analogamente, quando se leva em conta o deslocamento do nível zero (d), a equação VII.6.6 pode ser colocada sob a forma:

$$u_z = A \ln\{(z - d)/z_0\}. \quad (\text{VII.6.9})$$

Diferenciando-a, vê-se que o gradiente vertical da velocidade do vento é inversamente proporcional a $z - d$. Por outro lado, se o perfil vertical de velocidade, descrito pela equação VII.6.9, for plotado sobre um diagrama monolog $\{y = \ln(z - d), x = u\}$, torna-se evidente que, para três observações simultâneas (u_1, u_2, u_3):

$$(u_1 - u_2)/(u_1 - u_3) = \{\ln(z_1 - d) - \ln(z_0 - d)\} / \{\ln(z_1 - d) - \ln(z_3 - d)\}.$$

Quando não é possível dispor de valores experimentais dos parâmetros z_0 e d , costuma-se recorrer a fórmulas obtidas empiricamente. G. Szeicz e outros colaboradores, em 1969, efetuando uma série de estudos relacionando z_0 com a altura da vegetação (h), sugeriram a seguinte fórmula (Rosemberg, 1974):

$$\ln z_0 = 0,997 \ln h - 0,883 \quad (\text{VII.6.10})$$

com h e z_0 em cm, válida para uma densidade de folhagem entre 3 e 5 m² de área foliar por metro cúbico. G. Stanhill, também em 1969, efetuando experimentos com plantas de alturas (h) compreendidas entre 20 e 200 cm, ajustou a seguinte fórmula para estimar d (Montheith, 1975):

$$\ln d = 0,979 \ln h - 0,154, \quad (\text{VII.6.11})$$

(com h e d em cm). Argumenta o último autor, porém, que os valores de d possuem uma flutuação tão elevada que não tem sentido usar constantes com tamanha precisão e sugere que, na prática, adote-se:

$$d = 0,63 h. \quad (\text{VII.6.12})$$

6.3 - Quebra-ventos.

Exposição freqüente a ventos de velocidade acentuada geralmente causa danos à folhagem (fratura do limbo), provoca deformação e ressecamento das demais partes aéreas mais tenras da vegetação, acarreta aumento da erosão eólica e traz desconforto para animais e pessoas. Em certas situações, para minimizar tais efeitos indesejáveis, são empregados quebra-ventos, isto é: anteparos destinados a reduzir a velocidade do vento.

Sob a ótica dos arquitetos, um quebra-vento pode constituir-se em um simples muro, cerca ou painel, construído de diferentes materiais, possuindo ou não elementos vazados, visando à proteção de um ambiente contra o efeito resultante de ventos fortes.

Em campos cultivados, porém, normalmente são usados renques de vegetação, quase sempre formados por diversas fileiras de plantas bem próximas. Nas fileiras do centro estão as espécies de maior porte, ladeadas pelas mais baixas.

A eficiência de um renque de vegetação em reduzir a velocidade do vento depende de sua orientação, de sua altura e de sua permeabilidade ao fluxo do ar. Para maximizar o efeito redutor da velocidade do ar, os quebra-ventos devem estar dispostos ortogonalmente à direção do vento mais freqüentemente observada (vento dominante), ou à direção média dos ventos que possuem maior velocidade. A primeira alternativa é adotada quando o vento local é constantemente forte (velocidade elevada); a segunda quando as maiores velocidades estão associadas a ventos sazonais que sopram em uma direção específica, mais ou menos bem definida.

Quanto maior for a altura de um anteparo, mais larga será sua faixa de atuação, tanto a barlavento, quanto a sotavento. Para uma dada velocidade de escoamento do ar, há uma relação entre a altura do quebra-vento e a largura de sua faixa de influência (Fig. VII.11), a qual depende, ainda, de sua permeabilidade ao escoamento do ar.

Para fins agrícolas não são recomendados quebra-ventos muito densos. Nesse caso é preferível adotar plantas cuja folhagem deixe atravessar a maior parte do ar que flui próximo à superfície, exatamente onde a velocidade do vento é menor. Esse cuidado visa a evitar a formação de turbilhões que tendem a produzir correntes de ar em sentido oposto ao vento e que acabam por reduzir a largura da faixa de influência do quebra-vento (Fig. VII.11).

Os quebra-ventos menos densos são mais eficientes. O ideal é que a concentração da folhagem vá aumentando progressivamente com a altura, até um certo limite. Experimentos têm demonstrado que um quebra-vento muito denso interfere em uma faixa que se estende até 10 a 15 vezes sua própria altura; quando a "porosidade" é aumentada em 50%, essa faixa passa a ser de 20 a 25 vezes a altura (Rosensberg, 1974). Isso dá uma idéia do espaçamento a ser usado entre quebra-ventos, quando vários deles são necessários.

Um quebra-vento destinado à agricultura não deve ter extensão muito pequena, nem apresentar falhas (partes sem vegetação), já que, tanto nas extremidades como nas falhas, o efeito pode ser inverso: o ar tende a convergir para elas e a velocidade do vento termina aumentando. A redução da velocidade do ar atinge o máximo a sotavento e ocorre a uma distância não muito afastada do eixo do quebra-vento.

Os autores normalmente concordam que a presença do quebra-vento tende a diminuir a transferência de vapor d'água para a atmosfera, quando a umidade do solo está próxima à capacidade de campo (situação em que a evapotranspiração geralmente aumenta com a velocidade do vento). Esse efeito torna-se pequeno e

tende a desaparecer à medida que a umidade do solo diminui. No entanto, a redução excessiva da velocidade do vento pode acarretar aquecimento da área cultivada e aumentar a evapotranspiração. O sombreamento causado pelas árvores tem efeito inverso.

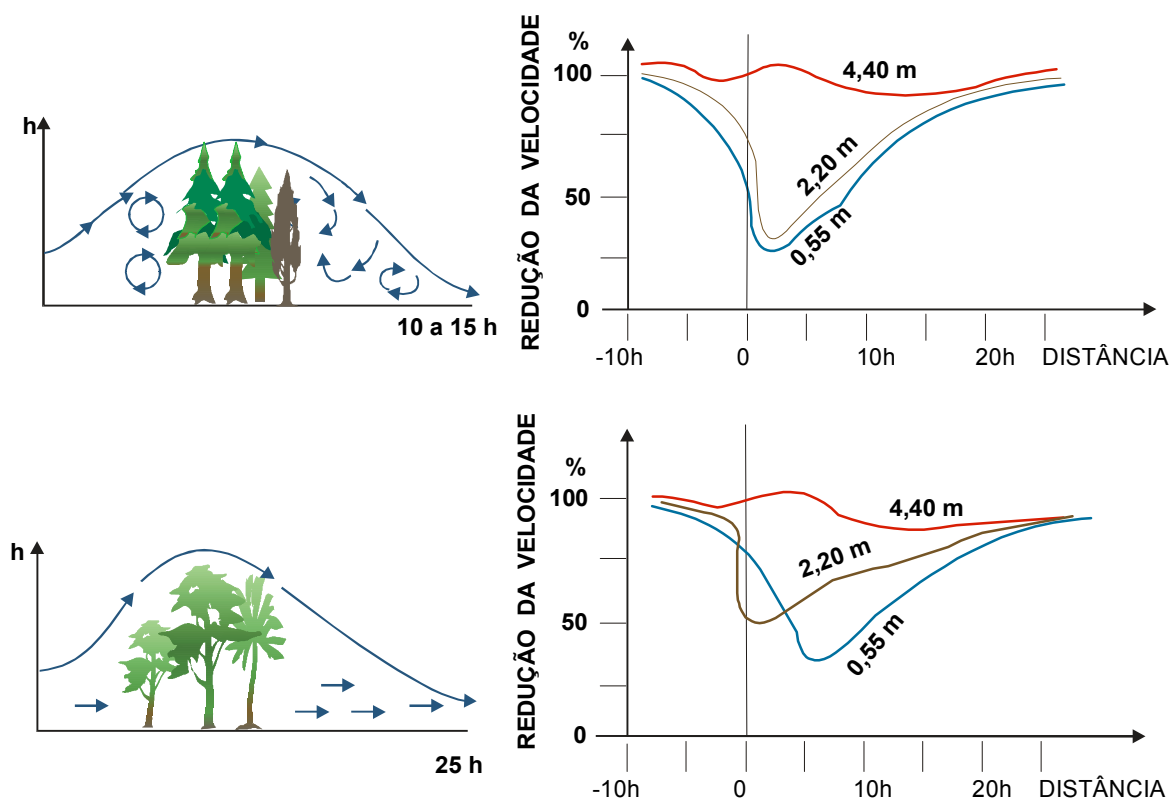


Fig. VII.11 - Circulação do ar nas vizinhanças de um quebra-vento denso (acima) e arejado (abaixo), segundo Rosemberg (1975). Os esboços das curvas de redução porcentual da velocidade do vento, a diferentes alturas, são indicados ao lado. A escala horizontal está expressa em função da altura (h) do quebra-vento.

7. Equação geral do movimento da atmosfera.

O movimento do ar está condicionado pela resultante de todas as forças, reais e inerciais, que atuam sobre ele. As forças reais (que independem do referencial usado) são aquelas decorrentes do gradiente de pressão (Capítulo III), da atração gravitacional (Capítulo I), do atrito oferecido pela superfície terrestre e da viscosida-

de do próprio ar. As forças puramente inerciais são as acelerações de Coriolis e centrífuga, que surgem face ao movimento de rotação da Terra (Capítulo I). Todas elas são expressas por unidade de massa do ar, possuindo dimensões de aceleração.

A equação geral do movimento da atmosfera é a relação funcional entre as várias acelerações envolvidas. Mostrou-se no Capítulo I (equação I.11.3) que:

$$d\vec{V}/dt = d\vec{V}_A/dt - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{V} - \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r})$$

Como se viu:

$d\vec{V}/dt$ representa a aceleração observada a partir de qualquer referencial solidário à Terra;

$d\vec{V}_A/dt$ traduz a aceleração resultante de todas as forças reais que agem sobre a unidade de massa do corpo e são independentes do referencial usado;

$\vec{a}_c = -2\vec{\Omega} \wedge \vec{V}$ constitui a aceleração de Coriolis; e, finalmente,

$-\vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r})$ é a aceleração centrífuga, que atua no sentido radial.

Evidentemente, o primeiro termo da direita representa o somatório da força do gradiente de pressão [$\vec{F}_p = -(1/\rho)\nabla p$], estabelecida no Capítulo III; com a força gravitacional ($-\vec{g}^*$), estudada no Capítulo I; e com as forças decorrentes dos efeitos do atrito (\vec{F}_A) e da viscosidade (\vec{F}_V). Substituindo-as na expressão acima, a equação geral do movimento da atmosfera passa à forma seguinte:

$$d\vec{V}/dt = \vec{F}_p = -(1/\rho)\nabla p - \vec{g}^* + \vec{F}_A + \vec{F}_V - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{V} - \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) \quad (\text{VII.7.1})$$

Esta é a equação geral do movimento da atmosfera, cuja integração no, teoricamente, permitiria estabelecer a evolução temporal do movimento do ar em cada ponto (previsão), conhecidas as condições iniciais e de contorno.

O primeiro problema que surge, ao se tentar resolver a equação geral do movimento da atmosfera, porém, é não serem conhecidas funções que expressem matematicamente a real influência do atrito e da viscosidade na velocidade do ar. Isso explica toda a formulação teórica envolvida no estudo do vento na camada-limite superficial. A única alternativa é admitir que a viscosidade do ar, por ser bastante pequena, causa efeitos muito menores que os representados pelos demais termos ($\vec{F}_V \approx 0$) e, ainda, restringir sua aplicabilidade à região da atmosfera onde é reconhecidamente insignificante a influência do atrito com a superfície terrestre ($\vec{F}_A \approx 0$), ou seja: usá-la apenas na atmosfera livre.

Introduzindo essas hipóteses restritivas, o movimento do ar na atmosfera livre é aproximadamente descrito pela seguinte equação:

$$d\vec{V}/dt = -(1/\rho)\nabla p - \vec{g}^* - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{V} - \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r})$$

Observando essa expressão verifica-se que a resultante das acelerações gravitacional ($-\vec{g}^*$) e centrífuga $\{-\vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r})\}$ é a aceleração da gravidade (\vec{g}), conforme já demonstrado (equação I.10.5). Assim sendo:

$$d\vec{V}/dt = -(1/\rho)\nabla p - \vec{g} - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{V}. \quad (\text{VII.7.2})$$

Levando-se em conta as equações III.6.4, III.6.5, III.6.6 e I.11.20, as componentes zonal, meridional e vertical são, respectivamente:

$$du/dt \vec{i} = -(1/\rho)(\partial p/\partial x) \vec{i} + f v \vec{i} \quad (\text{VII.7.3})$$

$$dv/dt \vec{j} = -(1/\rho)(\partial p/\partial y) \vec{j} - f u \vec{j} \quad (\text{VII.7.4})$$

$$dw/dt \vec{k} = -g \vec{k} - (1/\rho)(\partial p/\partial z) \vec{k} \quad (\text{VII.7.5})$$

em que $f = 2\Omega \sin\phi$ é o parâmetro de Coriolis e ρ a densidade do ar.

Como já mencionado, a ordem de grandeza da componente vertical da velocidade do ar (10 cm s^{-1}) é bastante menor que a da horizontal (10 m s^{-1}), exceto em situações perturbadas, com intensa convecção. Neste caso, o estudo do movimento vertical é feito separadamente. Na situação mais geral (atmosfera não perturbada), porém, assume-se que a velocidade vertical é desprezível quando comparada ao vento. Isso implica a solução do equilíbrio hidrostático, como se pode ver fazendo $w = 0$ em VII.7.5. Por outro lado, as duas primeiras equações podem ser reunidas em uma única expressão, que descreve a variação da velocidade horizontal do escoamento do ar (\vec{V}_z) com o tempo:

$$d\vec{V}_z/dt = -(1/\rho) \nabla_z p + f (v \vec{j} - u \vec{i}) \quad (\text{VII.7.6})$$

ou

$$d\vec{V}_z/dt = -(1/\rho) \nabla_z p - \vec{k} \wedge f \vec{V}_z. \quad (\text{VII.7.7})$$

O símbolo \vec{V}_z designa o vento na atmosfera livre, a uma altitude z constante, assumindo o ar como um fluido sem viscosidade, escoando sem atrito; $\nabla_z p$ indica a componente horizontal do gradiente de pressão, isto é, também medida em uma superfície de nível (z constante).

A análise da equação que descreve o movimento horizontal (bidimensional)

do ar na atmosfera livre se tornará mais fácil quando colocada em coordenadas naturais.

8. Equação do movimento bidimensional em coordenadas naturais.

Sejam \vec{T} e \vec{N} , respectivamente, os versores tangente e normal à direção do movimento de uma partícula de ar que se desloca horizontalmente, animada de uma velocidade \vec{V}_Z . Por se tratar de um movimento horizontal, o versor \vec{k} aponta sempre para o zênite da partícula; \vec{T} e \vec{N} lhe são perpendiculares, de modo a formar um triedro móvel. Seja dS o incremento infinitesimal do arco descrito pela partícula em sua trajetória e R o correspondente raio de curvatura (Fig. VII.12).

Adiante, cada termo da equação VII.7.7 será colocado em coordenadas naturais

Primeiro termo ($d\vec{V}_Z/dt$).

Como \vec{T} é tangente a \vec{V}_Z ($\vec{V}_Z = V_Z \vec{T}$), a aceleração será:

$$d\vec{V}_Z/dt = d(V_Z \vec{T})/dt = (dV_Z/dt) \vec{T} + V_Z (d\vec{T}/dt). \quad (i)$$

Mas, $dS = R dt$ e

$$d\vec{T}/dt = (d\vec{T}/dS)/(dS/dt) = (1/R) \vec{N} (dS/dt) = (1/R) V_Z \vec{N}.$$

Utilizando esse resultado em (i), tem-se:

$$d\vec{V}_Z/dt = (dV_Z/dt) \vec{T} + (V_Z^2/R) \vec{N} \quad (ii)$$

onde $\{d(V_Z)/dt\} \vec{T}$ é a componente da aceleração tangente à trajetória da partícula e $(V_Z^2/R) \vec{N}$ é a componente normal (com direção obviamente radial).

Segundo termo ($-(1/\rho) \nabla_Z p$).

O gradiente horizontal de pressão ($\nabla_Z p$) terá claramente duas componentes, correspondentes às direções de \vec{T} e \vec{N} , ou seja:

$$-1/\rho \nabla_Z p = -1/\rho [\partial p / \partial s \vec{T} + \partial p / \partial n \vec{N}] \quad (iii)$$

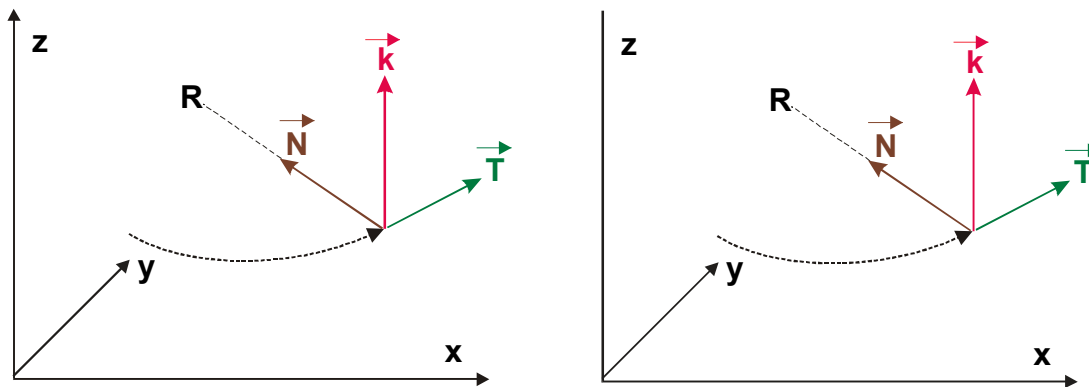


Fig. VII.12 - Componentes tangencial (\vec{T}) e normal (\vec{N}) do movimento horizontal de uma partícula.

Terceiro termo ($-\vec{k} \wedge f \vec{V}_z$).

Como a aceleração de Coriolis é sempre perpendicular ao vetor velocidade do vento (\vec{V}_z) não tem componente ao longo de \vec{T} e, assim:

$$-\vec{k} \wedge f \vec{V}_z = -f V_z \vec{N} \quad (\text{iv})$$

Substituindo esse resultados (ii, iii e iv) na equação VII.7.7:

$$(dV_z/dt) \vec{T} + (V_z^2/R) \vec{N} = -1/\rho [\partial p/\partial s \vec{T} + \partial p/\partial n \vec{N}] - f V_z \vec{N}$$

Em coordenadas naturais, portanto, a equação do movimento (VII.7.7) pode ser expandida em duas componentes: a normal e a paralela à direção do escoamento, respectivamente:

$$(V_z^2/R) \vec{N} = -1/\rho (\partial p/\partial n) \vec{N} - f V_z \vec{N}; \quad (\text{VII.8.1})$$

$$(dV_z/dt) \vec{T} = -1/\rho (\partial p/\partial s) \vec{T}. \quad (\text{VII.8.2})$$

9. Movimento horizontal: soluções de diagnóstico.

As expressões VII.7.7 e VII.8.1 traduzem o movimento horizontal (bidimensional) do ar na atmosfera livre e são equações de prognóstico, isto é: teoricamente sua integração permite prever a velocidade do vento em um determinado instante e

ponto da atmosfera, conhecidas as condições iniciais e de contorno. Infelizmente, a integração analítica não é possível, por não se conhecer a dependência das diversas variáveis em relação ao tempo. Em que pese essa impossibilidade, algumas importantes conclusões podem ser extraídas delas, quando se assume a hipótese do escoamento do ar não ser acelerado (V_z não varia com o tempo) durante um certo intervalo de tempo. Tais conclusões são de diagnóstico e significam tornar $(dV_z/dt) \bar{T} = 0$ em VII.8.2. Nesse caso particular o movimento do ar se dá ao longo das isóbaras e é descrito pela equação VII.8.1 que, em módulo:

$$V_z^2/R = -1/\rho \left(\partial p / \partial n \right) - f V_z \quad (\text{VII.9.1})$$

Não se pode esquecer, porém, que todos estes termos representam contribuições radiais.

As possíveis conclusões advindas da análise da última equação são aproximações da realidade, haja vista que a velocidade do vento (real) varia com o tempo (a aceleração não é nula). A análise, conduzida a seguir, serve tão somente para ilustrar que é possível adquirir informações práticas importantes, mesmo a partir de hipóteses tão drásticas, como a que acaba de ser feita. Não se pretende, porém, penetrar no âmago da dinâmica da atmosfera, na tentativa de esgotar o assunto, pois essa abordagem foge ao objetivo de um texto introdutório, como este.

9.1 - Aproximação do vento geostrófico.

Admitindo um local longe do equador, onde a aceleração de Coriolis não pode ser desprezada, a hipótese mais simples que se pode fazer sobre o campo da pressão na atmosfera livre é que as isóbaras são retas em uma certa área. Isso equivale a tornar infinito o raio de curvatura em VII.9.1.

Imagine-se uma parcela de ar de massa unitária, inicialmente em repouso e que é liberada em um ponto da atmosfera, sob a ação de um gradiente horizontal de pressão constante (Fig. VII.13). Imediatamente após liberada, a parcela iniciaria um movimento, tendendo a deslocar-se diretamente da alta para a baixa pressão. Tal tendência seria apenas inicial pois, uma vez que começasse a se mover, passaria a sofrer a influência da aceleração de Coriolis, que a desviaria para a esquerda no Hemisfério Sul (para a direita no Hemisfério Norte). Ao mesmo tempo em que a parcela ganhasse velocidade, impulsionada pela força decorrente do gradiente de pressão, cresceria o efeito da força defletora de Coriolis (por ser esta proporcional à velocidade da parcela), aumentando o desvio. Ao final de algum tempo seria atingida uma situação de equilíbrio, em que a componente horizontal da força de Coriolis compensaria exatamente a do gradiente de pressão. Quando isso acontecesse a trajetória da parcela se tornaria paralela às isóbaras.

O movimento do ar, nessas circunstâncias é dito geostrófico. A velocidade do vento geostrófico (\vec{V}_g) em coordenadas x, y, z será, a partir da equação VII.7.7:

$$-(1/\rho)\nabla_z p = f(\vec{k} \wedge \vec{V}_g)$$

ou,

$$f \vec{V}_g = -(1/\rho) \nabla_z p \wedge \vec{k} \quad (\text{VII.9.2})$$

Face ao produto vetorial verifica-se que, em uma carta de nível (z constante), o vento geostrófico é necessariamente perpendicular à direção da componente horizontal do gradiente de pressão ($\nabla_z p$), ou seja: flui paralelo às isóbaras! No Hemisfério Sul o parâmetro de Coriolis ($f = 2\Omega \sin\phi$) é negativo e as pressões mais altas ficam à esquerda da direção do vento; no Hemisfério Norte ($f > 0$) ficam à direita (Fig. VII.13). Pode-se concluir, portanto, que (em cartas meteorológicas referentes a níveis afastados da superfície terrestre) as isóbaras retilíneas coincidem com as linhas de corrente do escoamento geostrófico.

Por outro lado a equação VII.9.1 (fazendo R infinito, o que equivale a tornar as isóbaras retilíneas) fica:

$$-1/\rho (\partial p / \partial n) = f V_g \quad (\text{VII.9.3})$$

mostrando que, efetivamente, o vento geostrófico corresponde a uma situação de equilíbrio entre a força de Coriolis e a do gradiente de pressão.

A aproximação geostrófica não tem aplicação prática na Região Tropical, pois $f = 2\Omega \sin(\phi)$ tende a zero com a latitude. É válida, porém, nas regiões não tropicais, para se estimar a velocidade do vento na atmosfera livre, quando se conhecem a diferença de pressão (Δp) e a distância (Δn) entre isóbaras retilíneas consecutivas traçadas sobre uma carta. Nessa situação o módulo da velocidade do vento será:

$$V_g = (|1/\rho f|)(|\Delta p / \Delta n|)_z \quad (\text{VII.9.4})$$

onde o índice (z) serve apenas para lembrar que o gradiente unidirecional de pressão está sendo tomado sobre uma carta de altitude constante.

Segundo Holton (1979), a aproximação geostrófica, nas zonas de médias latitudes, permite estimar o vento na atmosfera livre com um erro de 10 a 15% apenas. Normalmente é empregada em áreas oceânicas (onde o efeito do atrito com a superfície terrestre é pequeno) usando a configuração do campo de pressão ao nível médio do mar (carta meteorológica de superfície).

As análises sinóticas convencionais relativas à atmosfera livre são elabora-

das plotando-se os dados meteorológicos sobre cartas isobáricas (p constante) e não sobre cartas de nível (z constante). Sobre as cartas isobáricas são traçadas as isoípsas isto é, linhas onde a superfície isobárica possui o mesmo geopotencial (Φ). Como já se disse (Capítulo III), as isoípsas (em metros geopotenciais) representam curvas de nível (em metros) da superfície isobárica considerada. Em outras palavras: o movimento do ar na atmosfera livre é analisado a partir da topografia de superfícies isobáricas selecionadas (850 mb, 500 mb etc.). Por esse motivo, é preciso efetuar uma transformação que permita usar o modelo geostrófico quando se dispõe do campo do geopotencial (Φ) relativo a uma superfície isobárica (p constante) e não do campo bórico (p) em superfícies de nível (z constante), como até agora.

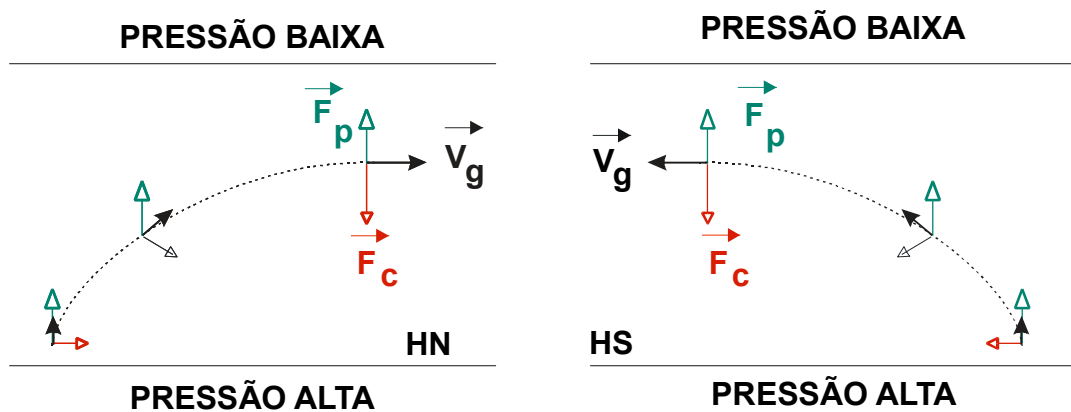


Fig. VII.13 - Deslocamento de uma parcela de ar de massa unitária, sob a ação da força do gradiente de pressão (\vec{F}_p) e da força defletora de Coriolis (\vec{F}_c) nos Hemisférios Norte (esquerda) e Sul (direita).

Para obter tal transformação basta lembrar que

$$-(1/\rho) \nabla_z p = -(1/\rho)(\partial p/\partial x) \vec{i} - (1/\rho) \partial p/\partial y) \vec{j}$$

e adotar a condição de equilíbrio hidrostático ($\partial p = -\rho g \partial z$). Resulta, imediatamente, que:

$$-(1/\rho) \nabla_z p = g \{(\partial z/\partial x) \vec{i} + (\partial z/\partial y) \vec{j}\} = g \nabla_p z = \nabla_p \Phi. \quad (\text{VII.9.5})$$

Aqui $\nabla_p \Phi$ traduz o gradiente do geopotencial em uma superfície isobárica. Usando esse resultado, a equação VII.9.3 pode ser escrita de uma outra forma, qual seja:

$$f \vec{V}_g = g \vec{k} \wedge \nabla_p z = -\nabla_p \Phi \wedge \vec{k}. \quad (\text{VII.9.6})$$

A expressão anterior revela que, em uma carta isobárica, o vento geostrófico flui paralelo às isoípsas retílineas, de modo a deixar os valores mais altos do geopotencial à esquerda no Hemisfério Sul ($f < 0$) e à direita no Hemisfério Norte ($f > 0$). Logo, em uma carta isobárica, as isoípsas representam linhas de corrente do escoamento geostrófico. Isto é uma grande vantagem para o estudo meteorológico em latitudes médias. Em componentes, a equação precedente revela que:

$$\begin{aligned} u_g &= -(1/f)(\partial\Phi/\partial y)_p \\ v_g &= (1/f)(\partial\Phi/\partial x)_p \end{aligned} \quad (\text{VII.9.7})$$

9.2 - Aproximação do vento gradiente.

Quando a trajetória da parcela de ar de massa unitária é curva, o raio de curvatura (R) fica necessariamente no eixo suporte do vetor \vec{N} (pois R é perpendicular à trajetória). Como \vec{N} é considerado positivo à esquerda de \vec{T} , o raio de curvatura será positivo ($R > 0$) quando o movimento ocorrer no sentido anti-horário e negativo no caso oposto (Fig. VII.14).

A segunda hipótese simples que se pode formular quanto à configuração do campo da pressão consiste em admitir que as isóbaras são aproximadamente circulares, como acontece nos centros de alta e de baixa pressão (Capítulo III). Nesses centros a componente horizontal da força do gradiente de pressão é radial e seu sentido coincide com o de \vec{N} .

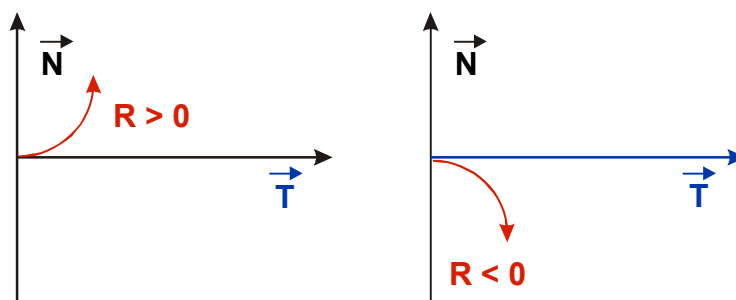


Fig. VII.14 - Raios de curvatura positivo ou anti-horário (esquerda) e negativo ou horário (direita) da trajetória de uma partícula que se move em um plano horizontal.

A situação de equilíbrio se verificaria quando fosse nula a resultante da força de Coriolis ($-f \bar{k} \wedge \bar{V}_z$), da componente horizontal do gradiente de pressão $\{- (1/\rho) \nabla_z p\}$ e da força centrífuga (V_z^2 / R), advinda do próprio deslocamento curvilíneo da parcela de ar. Nessas circunstâncias, todas essas forças são radiais e, assim, a aproximação do vento gradiente é obtida simplesmente substituindo \bar{V}_z por \bar{V}_{gr} em VII.9.1, ou seja:

$$(V_{gr}^2 / R) \bar{N} + (1/\rho) \nabla_z p + f (\bar{k} \wedge \bar{V}_{gr}) = 0. \quad (\text{VII.9.8})$$

Em módulo:

$$(V_{gr}^2 / R) + f V_{gr} + (1/\rho)(\Delta p / \Delta n)_z = 0. \quad (\text{VII.9.9})$$

Resolvendo essa equação algébrica do segundo grau, encontra-se:

$$V_{gr} = - (fR/2) \pm \{ f^2 R^2 / 4 - (R/\rho)(\Delta p / \Delta n)_z \}^{1/2} \quad (\text{VII.9.10})$$

Como f , R e $(\Delta p / \Delta n)_z$ têm sinais próprios, a equação VII.9.10 possui 16 raízes reais: 8 para o Hemisfério Sul e 8 para o Hemisfério Norte. Dentre elas somente algumas são fisicamente permitidas. A análise da expressão VII.9.10 deve ser feita respeitando a condição de que na ausência de gradiente de pressão ($\Delta p / \Delta n = 0$) não há vento ($V_{gr} = 0$).

9.2.1 - Soluções para o Hemisfério Sul.

Fazendo $f < 0$ (Hemisfério Sul) em VII.9.10 resultam duas relações:

$$V_{gr} = |f| R/2 + \{ f^2 R^2 / 4 - (R/\rho)(\Delta p / \Delta n)_z \}^{1/2} \dots (i)$$

e

$$V_{gr} = |f| R/2 - \{ f^2 R^2 / 4 - (R/\rho)(\Delta p / \Delta n)_z \}^{1/2} \dots (ii)$$

Existem, agora, quatro alternativas a serem discutidas.

1ª alternativa: $R > 0$ e $(\Delta p / \Delta n)_z > 0$.

Neste caso a pressão aumenta no sentido positivo de R (sentido de \bar{N}) o que corresponde a dizer que é mais alta no centro. Sendo R positivo, a circulação deve

se processar no sentido anti-horário. Trata-se, portanto, de um anticiclone no Hemisfério Sul (Fig. VII.15).

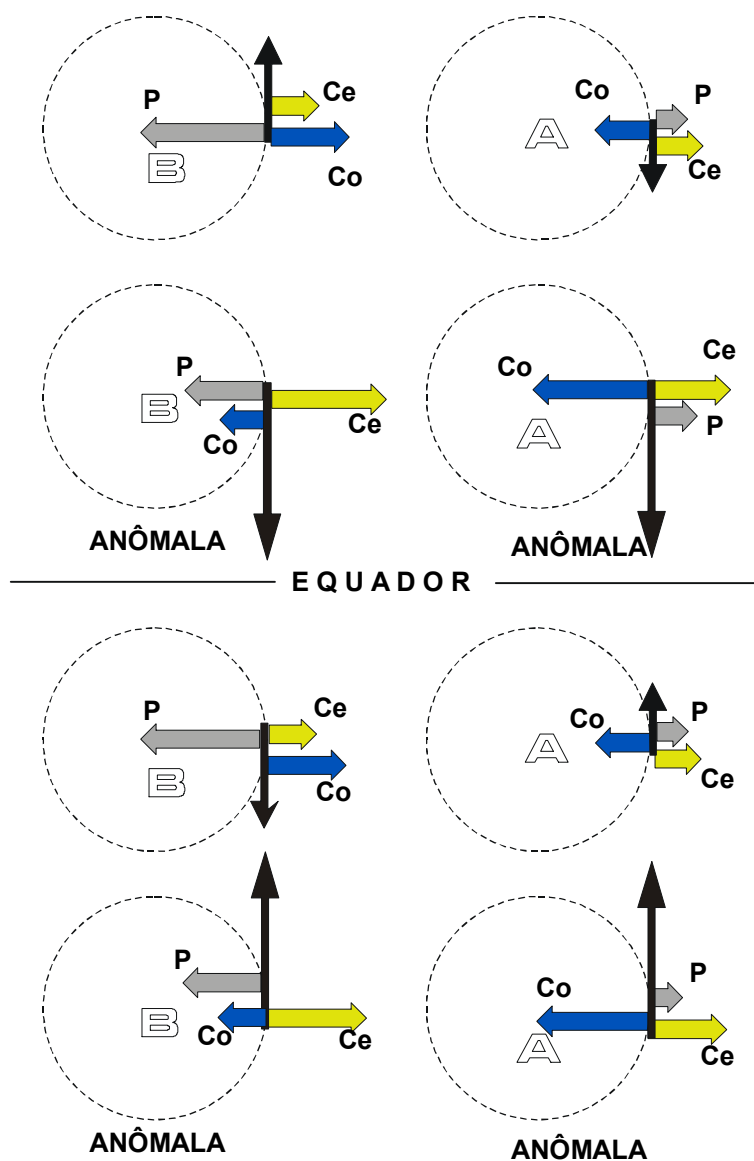


Fig. VII.15 - Diversas situações de equilíbrio entre as componentes horizontais das forças do gradiente de pressão (P), de Coriolis (Co) e centrífuga (Ce). As configurações anômalas correspondem às circunferências interrompidas.

A análise da equação (i) mostra que, quando $\Delta p/\Delta n$ tendesse a zero V_{gr} aumentaria, o que é fisicamente impossível (embora matematicamente correto). A equação (ii) revela que V_{gr} diminui quando $\Delta p/\Delta n$ diminui, o que é fisicamente coerente. A solução válida para o caso de um centro de alta pressão no Hemisfério Sul é, por conseguinte:

$$V_{gr} = |f| R/2 - \{ f^2 R^2/4 - (R/\rho)(\Delta p/\Delta n)_z \}^{1/2}$$

2ª alternativa: $R > 0$ e $(\Delta p/\Delta n)_z < 0$.

Neste caso a pressão diminui no sentido positivo de R (sentido de \vec{N}) o que corresponde a dizer que há uma área de baixa pressão no centro. Sendo R positivo, a circulação deve se processar no sentido anti-horário. Trata-se, portanto de um centro de baixa pressão com circulação anticiclônica, comportamento fisicamente anômalo que corresponde à solução ii. A equação i produz V_{gr} negativo, o que não pode ser aceito.

3ª alternativa: $R < 0$ e $(\Delta p/\Delta n)_z > 0$.

Sendo $R < 0$ a circulação deve se processar no sentido horário. Paralelamente, sendo $\Delta p/\Delta n$ positivo, a pressão decresce na direção do centro. É claramente um centro de baixa pressão no Hemisfério Sul (Fig. VII.15).

A análise da equação i mostra que $\Delta p/\Delta n$ tende a zero simultaneamente com V_{gr} , o que é coerente. Mas a equação ii revela que V_{gr} seria negativo, o que não é aceito. A equação do vento gradiente para um centro ciclônico situado no Hemisfério Sul será, então (i):

$$V_{gr} = -|f| R/2 - \{ f^2 R^2/4 + (R/\rho)(\Delta p/\Delta n)_z \}^{1/2}$$

4ª alternativa: $R < 0$ e $(\Delta p/\Delta n)_z < 0$.

O valor negativo de R indica tratar-se de uma circulação no sentido horário mas, como $\Delta p/\Delta n$ é igualmente negativo, a pressão aumenta da periferia para o centro. A configuração descrita pela equação ii é fisicamente anômala. Para a equação i a solução matematicamente possível não pode ser aceita fisicamente, pois implica $V_{gr} < 0$.

9.2.2 - Soluções para o Hemisfério Norte.

Fazendo $f > 0$ (Hemisfério Norte) em VII.9.10 resultam duas relações:

$$V_{gr} = -|f| R/2 + \{ f^2 R^2/4 - (R/\rho)(\Delta p/\Delta n)_z \}^{1/2} \quad \dots \text{(iii)}$$

e

$$V_{gr} = -|f| R/2 - \{ f^2 R^2/4 - (R/\rho)(\Delta p/\Delta n)_z \}^{1/2}. \quad \dots \text{(iv)}$$

1ª alternativa: $R > 0$ e $(\Delta p/\Delta n)_z > 0$.

Nessa situação a pressão aumenta no sentido positivo de R (o mesmo de \bar{N}) o que corresponde a dizer que ela é mais alta no centro. Sendo R positivo, a circulação se processa no sentido anti-horário, o que é fisicamente anômalo.

A equação iii estabelece que, quando $\Delta p/\Delta n$ tende a zero V_{gr} tende igualmente a zero, coerentemente. A equação iv, porém, conduz a valores negativos do vento os quais não têm nenhum sentido físico.

2ª alternativa: $R > 0$ e $(\Delta p/\Delta n)_z < 0$.

Neste caso a pressão diminui no sentido positivo de R (sentido de \bar{N}) o que corresponde a uma área de baixa pressão no centro com circulação anti-horária ($R > 0$). Sem dúvida caracteriza-se um centro de baixa pressão no Hemisfério Norte. A solução correspondente à equação iv está descartada, por conduzir a $V_{gr} < 0$, restando:

$$V_{gr} = -|f| R/2 + \{ f^2 R^2/4 - (R/\rho)(\Delta p/\Delta n)_z \}^{1/2}$$

3ª alternativa: $R < 0$ e $(\Delta p/\Delta n)_z > 0$.

Sendo $R < 0$ a circulação se dá no sentido horário mas, como $\Delta p/\Delta n$ é positivo, a pressão cresce na direção de R (diminui na de \bar{N}). É o caso de um centro de baixa pressão com circulação anômala. A primeira raiz da expressão iii não se aplica por estabelecer um valor não nulo de V_{gr} na ausência de gradiente de pressão. A situação fisicamente anômala decorre da outra raiz (iv).

4ª alternativa: $R < 0$ e $((\Delta p/\Delta n)_z < 0$.

O valor negativo de R indica tratar-se de uma circulação no sentido horário mas, como $\Delta p/\Delta n$ é igualmente negativo (a pressão diminui do centro para a periferia). Este é o caso de um anticiclone no Hemisfério Norte (equação iv). O resultado

advindo da outra equação (iii) não pode ser aceito pois implica a existência de vento na ausência de gradiente bórico. Vale, então:

$$V_{gr} = |f|R/2 - \{f^2 R^2/4 - (R/\rho)(\Delta p/\Delta n)_z\}^{1/2}$$

9.2.3 - Vento gradiente em centros ciclônicos e anticiclônicos.

Diante do que foi discutido, são válidas as seguintes equações, para circulações não anômalas, em ambos os hemisférios:

- Centros de Baixa Pressão,

$$V_{gr} = -fR/2 + \{f^2 R^2/4 + (R/\rho)(\Delta p/\Delta n)_z\}^{1/2}; \quad (\text{VII.9.11})$$

- Centros de Alta Pressão,

$$V_{gr} = fR/2 - \{f^2 R^2/4 - (R/\rho)(\Delta p/\Delta n)_z\}^{1/2}. \quad (\text{VII.9.12})$$

Sobre essas equações, alguns comentários complementares são necessários.

Nos anticiclones, a velocidade do vento gradiente é máxima quando desaparece o radicando. Caso $f^2 R^2/4 < |(R/\rho)(\Delta p/\Delta n)_z|$, seriam obtidas raízes imaginárias, sem significado físico. Então, nos centros de alta pressão, para que haja equilíbrio entre as diferentes forças intervenientes e V_{gr} seja fisicamente possível, é necessário que seja satisfeita a restrição:

$$|(\Delta p/\Delta n)_z| \leq \rho f^2 R/4$$

Então, a magnitude da componente horizontal da força do gradiente de pressão não pode ultrapassar a um certo limite, o qual depende da latitude (por causa de f) e da distância ao centro anticiclônico (por causa de R). Nas vizinhanças de um centro anticiclônico (onde R é pequeno), $|(\Delta p/\Delta n)_z|$ deve ser necessariamente pequeno. Conclusão: em torno de um centro anticiclônico devem ser esperados pequenos gradientes de pressão e, como consequência, ventos fracos.

Nos ciclones, no entanto, não há limitação alguma. Ventos bastante fortes, associados a gradientes de pressão elevados, são comuns próximo aos núcleos ciclônicos.

A análise que acaba ser feita confirma teoricamente o que a observação tem demonstrado, em relação à circulação do ar em torno de centros de alta e de baixa pressão. Na atmosfera, porém, o movimento tem aceleração ($d\vec{v}_z/dt$ não é nulo) e, como consequência, o vento não é rigorosamente tangente às isóbaras, mas as cruza formando um ângulo não muito grande (Hess, 1959), dirigindo-se para a área de pressão mais baixa. Aliás, isso é o que explica a convergência do vento à super-

fície, que se observa nos centros ciclônicos e a divergência nos anticiclônicos.

9.3 - Aproximação ciclostrófica.

Outra hipótese passível de adoção com respeito à equação de diagnóstico VII.9.1 prende-se àquelas situações em que é possível considerar praticamente nula a força defletora, como acontece nas proximidades do equador (Fig. VII.16). Dessa simplificação resulta o chamado movimento ciclostrófico (V_{ci}), que representa o vento esperado naquelas áreas em que as componentes horizontais das forças do gradiente de pressão e centrífuga (esta devido à trajetória curvilínea do ar) são muito mais importantes que a de Coriolis. Sob essas condições a equação VII.9.1 ficaria reduzida a:

$$V_{ci}^2/R = - (1/\rho)(\Delta p/\Delta n)_z$$

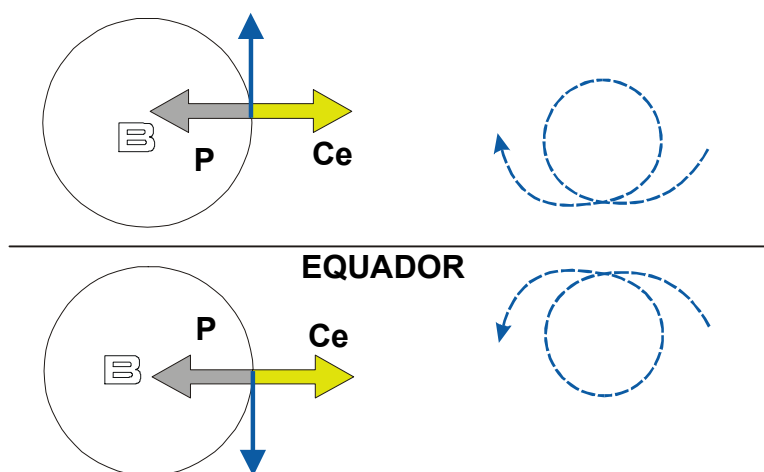


Fig. VII.16 - A aproximação ciclostrófica (esquerda) resulta do equilíbrio entre a componente horizontal da força do gradiente de pressão (P) e da força centrífuga (Ce) gerada pelo próprio movimento do ar. A circulação inercial é a indicada à direita

Adotando apenas a solução positiva, já que $V_{ci} > 0$, tem-se:

$$V_{ci} = (-R/\rho)(\Delta p/\Delta n)_z^{1/2} \quad (\text{VII.9.13})$$

As únicas alternativas possíveis de raízes reais são $R > 0$ com $(\Delta p/\Delta n)_z < 0$ e $R < 0$ com $(\Delta p/\Delta n)_z > 0$, que caracterizam uma área de baixa pressão com rotação

horária e anti-horária, respectivamente (Fig. VII. 16).

Aceita-se que o movimento ciclostrófico é igualmente válido nos tornados e nos redemoinhos. Os primeiros normalmente apresentam circulação ciclônica típica do hemisfério em que se formam, sugerindo que a aceleração de Coriolis é importante na fase inicial de seu desenvolvimento, desviando o ar de modo a estabelecer a circulação ciclônica. Os últimos, que são turbilhões de menor escala, tanto podem girar no sentido horário quanto no anti-horário (Holton, 1979).

9.4 - Aproximação inercial.

A aproximação dita inercial ocorreria nas situações em que se pudesse desprezar a componente horizontal do gradiente de pressão, por ser muito fraco.

Fazendo $(\Delta p/\Delta n)_z = 0$, a equação VII.9.1 se reduz a

$$V_{in} = -f R \quad (VII.11.14)$$

onde V_{in} é o chamado vento inercial e R é normalmente referido como raio de inércia. Desta equação se conclui que:

$$-(R/V_{in}) = 1/f$$

De vez que V_{in} não pode ser negativo, f e R devem ter sinais opostos. Por conseguinte, o vento inercial tem circulação anticiclônica em ambos os hemisférios.

O período de oscilação (ψ) de uma parcela de massa unitária nessas condições, será (lembrando que : $|f| = 2\Omega \sin|\phi|$)

$$\psi = 2\pi |R| / V_{in} = 2\pi / |f| = 2\pi / (2\Omega \sin|\phi|) = 1/2 \text{ dia} / \sin|\phi|.$$

O movimento inercial aparentemente não é importante na atmosfera, mas nos oceanos, onde a velocidade da água é pequena (e portanto o raio de inércia é grande). Quantidades significativas de energia cinética têm sido detectadas nas correntes oceânicas que oscilam com período inercial (Holton, 1979).

10. Efeito da advecção de calor na atmosfera livre.

10.1 - Vento térmico em coordenadas x, y, z.

Muito embora o modelo geostrófico não seja útil nos trópicos para estimar o vento real, é interessante para possibilitar o estudo do efeito da advecção de calor sobre o movimento do ar. A equação do vento geostrófico (VII.9.2), tendo em conta a equação de estado do ar seco, pode ser colocada na seguinte forma:

$$\vec{V}_g/T = - [R/(f M_a)] (1/p) \nabla_z p \wedge \vec{k} \quad (\text{VII.10.1})$$

Aqui, T pode representar a temperatura real (se o ar estiver praticamente seco), ou a temperatura virtual (T_v), que inclui o efeito de umidade. Derivando a equação precedente em relação à altitude, vem:

$$\partial(\vec{V}_g/T)/\partial z = - [R/(f M_a)] \partial\{(1/p) \nabla_z p \wedge \vec{k}\}/\partial z.$$

Resolvendo o membro da direita, tendo em conta que os operadores ∇_z e $\partial/\partial z$ são intercambiáveis, fica:

$$\partial(\vec{V}_g/T)/\partial z = - [R/(f M_a)] \nabla_z\{(1/p) \partial p/\partial z\} \wedge \vec{k}.$$

Nas situações não perturbadas, em que puder ser utilizada a hipótese do equilíbrio hidrostático [$\partial p/\partial z = -\rho g = -p M_a g/(RT)$], tem-se, fazendo a substituição e simplificando:

$$\partial(\vec{V}_g/T)/\partial z = - (g/f) \nabla_z(T^{-1}) \wedge \vec{k} = - [g/(fT^2)] \nabla_z(T) \wedge \vec{k}.$$

Finalmente, derivando o membro da esquerda, encontra-se:

$$- (\vec{V}_g/T^2) \partial T/\partial z + (1/T) \partial \vec{V}_g/\partial z = - [g/(fT^2)] \nabla_z(T) \wedge \vec{k}$$

Em primeira aproximação costuma-se desprezar $(\vec{V}_g/T^2) \partial T/\partial z$ por ser muito pequeno (notar que T é expresso em K), resultando:

$$\vec{V}_T = \partial \vec{V}_g/\partial z = - [g/(fT)] \nabla_z(T) \wedge \vec{k}. \quad (\text{VII.10.2})$$

O símbolo \vec{V}_T está sendo introduzido para designar o vento térmico, que fisicamente representa a variação do vento geostrófico com a altitude. A equação VII.10.2 revela que o vetor vento térmico é perpendicular à componente horizontal do gradiente de temperatura $\{\nabla_z(T)\}$, medida sobre uma carta de nível e está orientado

de modo a deixar as temperaturas mais altas à sua esquerda no Hemisfério Sul ($f < 0$) e à sua direita no Hemisfério Norte ($f > 0$).

A componente zonal do vento térmico depende da componente meridional do gradiente de temperatura e vice-versa, como se pode ver quando se decompõe a equação VII.10.2, obtendo:

$$\begin{aligned} u_T &= - [g/(fT)] \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) \\ u_T &= - [g/(fT)] \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (\text{VII.10.3})$$

10.2 - Vento térmico em coordenadas x, y, p.

É conveniente exprimir a equação do vento térmico substituindo a coordenada vertical (z) pela pressão, para analisar seu comportamento em cartas isobáricas. Partindo da equação do equilíbrio hidrostático e, tendo em mente o significado do geopotencial (Φ) e a equação de estado do ar, é evidente que:

$$\begin{aligned} \partial p &= -\rho g \partial z = -\rho \partial \Phi = -M_a p \partial \Phi / (RT) \\ \rho \partial \Phi / \partial p &= \partial \Phi / \partial \ln p = -RT/M_a. \end{aligned} \quad (\text{VII.10.4})$$

Por outro lado, o vento térmico traduz a variação do vento geostrófico com a vertical. Assim, diferenciando suas componentes (VII.9.7) em relação à pressão, obtém-se:

$$\begin{aligned} \partial u_g / \partial p &= -(1/f) \partial (\partial \Phi / \partial y) / \partial p \\ \partial v_g / \partial p &= (1/f) \partial (\partial \Phi / \partial x) / \partial p. \end{aligned}$$

Como p e x são independentes, as diferenciais parciais podem ser intercambiadas. Logo:

$$\begin{aligned} \partial u_g / \partial p &= -(1/f) \partial (\partial \Phi / \partial p) / \partial y \\ \partial v_g / \partial p &= (1/f) \partial (\partial \Phi / \partial p) / \partial x. \end{aligned}$$

Usando a relação VII.10.4, vem:

$$\begin{aligned} \rho \partial u_g / \partial p &= [R/(M_a f)] \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_p \\ \rho \partial v_g / \partial p &= - [R/(M_a f)] \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_p \end{aligned}$$

ou

$$\partial u_g = [R/(M_a f)] \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_p \partial \ln p$$

$$\partial v_g = - [R/(M_a f)] (\partial T/\partial x)_p \partial \ln p$$

A integração dessas expressões entre duas camadas, limitadas pelas superfícies isobáricas p_2 e p_1 ($p_2 > p_1$), fornece:

$$u_{g2} - u_{g1} = [R/(M_a f)] (\partial T_m/\partial y)_p \ln(p_2/p_1)$$

$$v_{g2} - v_{g1} = - [R/(M_a f)] (\partial T_m/\partial x)_p \ln(p_2/p_1)$$

Observe-se que, para possibilitar a integração, tomou-se a temperatura média (T_m) da camada em questão (real ou virtual, conforme o ar esteja praticamente seco ou úmido, respectivamente). Igualando as componentes do vento geostrófico (VII.9.7) aos resultados anteriores, vê-se que:

$$\begin{aligned} - (\partial \Delta\Phi/\partial y)_p &= (R/M_a) (\partial T_m/\partial x)_p \ln(p_2/p_1) \\ (\partial \Delta\Phi/\partial x)_p &= - (R/M_a) (\partial T_m/\partial y)_p \ln(p_2/p_1), \end{aligned}$$

ou, ainda, como T_m é constante (na camada):

$$\begin{aligned} - \{\partial(\Delta\Phi)/\partial y\}_p &= (RT_m/M_a) \{\partial [\ln(p_2/p_1)]/\partial x\}_p \\ \{\partial(\Delta\Phi)/\partial x\}_p &= - (RT_m/M_a) \{\partial [\ln(p_2/p_1)]/\partial y\}_p \end{aligned}$$

Vetorialmente, tem-se:

$$\nabla_p(\Delta\Phi) \wedge \vec{k} = - (RT_m/M_a) \nabla_p[\ln(p_2/p_1)] \wedge \vec{k}$$

e, finalmente, chega-se à equação hipsométrica (IV.10.3) expressa em termos do geopotencial:

$$\Delta\Phi = g\Delta z = (RT_m / M_a) \ln(p_2/p_1).$$

Colocando-a na forma exponencial:

$$\exp[\Delta\Phi M_a / (RT_m)] = \exp[g \Delta z M_a / (RT_m)] = p_2/p_1 \quad (\text{VII.10.5})$$

Através da última relação é fácil compreender que:

- se p_1 e p_2 são constantes (duas cartas isobáricas), para compensar um aumento da temperatura média (T_m) da camada deverá haver um acréscimo da espessura ($g \Delta z = \Delta\Phi$);
- se p_1 e T_m são constantes, um acréscimo em p_2 acarreta uma redução na espessura;
- mantendo p_1 e $\Delta\Phi$ constantes, um acréscimo de T_m implica um aumento de p_2 .

Da primeira conclusão infere-se que, se houver transporte de ar quente para a camada (T_m aumenta), provocando um aumento da espessura, então o gradiente vertical de pressão vai diminuir (a redução da pressão com a altitude torna-se menor) e vice-versa.

10.3 - Variação da direção do vento com a altitude.

Viu-se que, em uma carta isobárica, o vento geostrófico flui paralelamente às isoípsas e o vento térmico paralelamente às isotermas. Também foi explicado que o vento térmico nada mais representa que a variação do vento geostrófico ao longo da vertical. Para duas superfícies isobáricas p_2 e p_1 ($p_2 > p_1$), portanto, pode-se estimar o vento geostrófico na superfície mais alta (p_1) desde que sejam disponíveis os campos do vento e da temperatura na superfície mais baixa (p_2). Vetorialmente,

$$\vec{V}_{g1} = \vec{V}_T + \vec{V}_{g2}.$$

Considere-se, para exemplificar, uma carta isobárica (p_2) referente a uma área do Hemisfério Sul, contendo a configuração dos campos geopotencial e térmico em um dado instante, ou seja: isoípsas ($\Phi_0, \Phi_0+1, \Phi_0+2\dots$) e isotermas ($T_0, T_0+1, T_0+2\dots$). Nessa situação (Fig. VII.17), estima-se facilmente o campo do vento na superfície isobárica localizada mais acima (p_1), pela soma vetorial indicada. Imagine-se, agora, que em um instante posterior, as isotermas tenham passado a ser $T_0, T_0+2, T_0+4\dots$, revelando uma intensificação do gradiente de temperatura naquela superfície isobárica (p_2), motivada por advecção de ar quente. Usando o mesmo procedimento (soma vetorial), pode-se obter o vento geostrófico na superfície p_1 , correspondente à nova situação (Fig. VII.17). Comparando-se os ângulos compreendidos entre o vento geostrófico \vec{V}_{g1} e \vec{V}_{g2} , nas duas situações, verifica-se que a direção do último sofreu uma rotação anti-horária (seria horária no Hemisfério Norte).

Segundo o exposto, a partir de uma sondagem de ventos, é possível determinar o tipo de advecção (se houver), analisando apenas a hodógrafa, ou seja: a projeção da trajetória da radiossonda ou do balão-piloto sobre o plano do horizonte local (Fig. VII.18).

A advecção de ar frio faz com que a temperatura da camada passe a diminuir mais rapidamente com a altitude, gerando instabilidade. O oposto acontece quando há advecção de ar quente. Isso dá uma idéia da aplicação de sondagens locais à estimativa da evolução do estado do tempo (foi uma técnica usada durante a segunda guerra mundial, sempre que deixava de haver comunicação radiofônica com os centros de previsão do tempo).

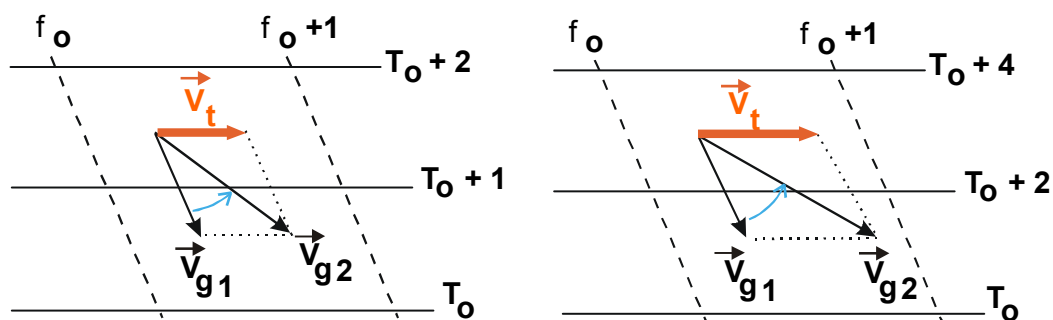


Fig. VII.17 - Efeito da advecção de ar quente sobre a variação do vento com a altitude, em dois instantes consecutivos, no Hemisfério Sul. A direção do vento estimado \vec{V}_{g2} , sofreu uma rotação no sentido anti-horário, em relação a \vec{V}_{g1} .

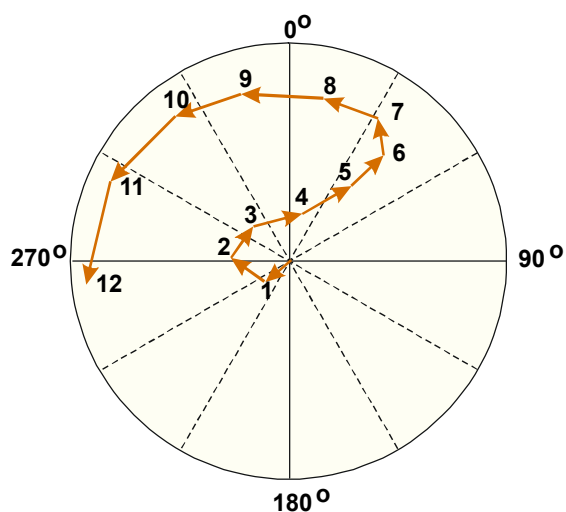


Fig. VII.18 - Projeção da trajetória de um balão sobre o plano do horizonte (hodógrafa), mostrando haver advecção de ar frio nos níveis próximos à superfície e advecção de ar quente em altitude (Hemisfério Sul). Os ângulos indicados são azimutes.

Torna-se claro que:

- havendo advecção de ar quente {frio}, o ângulo entre as direções do vento quando examinadas de um nível inferior para outro superior, gira no sentido anti-horário {horário}, no Hemisfério Sul (dá-se o inverso no Hemisfério Nor-

- te);
- como o vento geostrófico é uma aproximação do vento real, a variação da direção do vento com a altitude possibilita estabelecer se está havendo advecção de ar frio ou de ar quente para a camada em estudo.

11. Circulação geral da atmosfera.

O movimento (tridimensional) da atmosfera se processa em diferentes escalas de espaço e de tempo. Existem turbilhões convectivos com diâmetro da ordem de centímetros e duração de segundos (escala micrometeorológica), até configurações sinóticas quase-permanentes com diâmetro de milhares de quilômetros. Todas essas escalas de movimento envolvem transformações de energia (interna, potencial, ou cinética). O perfeito entendimento da circulação geral da atmosfera em termos de seus aspectos comportamentais médios, ou prevalecentes, está muito longe de ser atingido, dada à complexidade dos processos intervenientes. As hipóteses tornam-se cada vez mais promissoras, na proporção em que os pesquisadores se concentram sobre esse tema e aumenta o acervo de informações meteorológicas, quer obtidas diretamente, quer através de imagens de satélites (usadas para monitorar o aparecimento e a evolução de sistemas atmosféricos de média e de larga escalas).

A caracterização dos aspectos predominantes do movimento do ar, no tocante à troposfera, complica-se bastante porque a superfície do globo é muito heterogênea. Além do mais, há extensas áreas continentais desabitadas e uma vasta superfície oceânica onde é ínfima a possibilidade de coletar dados sistematicamente, exceto através de sensoriamento remoto, usando imagens de satélites. A escassez de informações é muito maior na estratosfera, não atingida pelos equipamentos convencionais de prospecção aerológica.

O objetivo primordial do estudo da circulação da atmosfera em escala planetária consiste em compreender os mecanismos físicos que asseguram a manutenção do equilíbrio energético.

O primeiro ensaio quanto à circulação do ar em uma escala espacial mais ampla, creditado a G. Hadley, em 1735, é restrito aos trópicos (Lorenz, 1967). Ele preocupou-se com esse tema cerca de um século antes de Coriolis ter estabelecido a forma matemática da força defletora causada pelo movimento de rotação da Terra. Hadley acreditava na existência de duas grandes células de circulação meridional, uma em cada hemisfério (Fig. VII.19), como forma de explicar os ventos observados à superfície na zona tropical, chamados alísios. Tentativas de aperfeiçoamento dessa concepção inicial foram se sucedendo, destacando-se o esquema proposto pelo climatologista H. W. Dove, em 1837 e pelo oficial de marinha M. Maury, em 1885 (Fig. VII.19), que imaginaram a existência de duas células de circulação em cada hemisfério. Em 1856, o professor secundário William Ferrel, sugeriu a existência de três células de circulação em cada hemisfério, como forma de justificar os ventos

observados também nas zonas de latitudes médias e circumpolares, introduzindo, ainda, a ação da força de Coriolis. Vários esquemas (modelos conceituais) de circulação se seguiram, inclusive novas versões apresentadas por Ferrel, além dos modelos de V. Bjerknes em 1921, 1933 e 1937, de T. Bergeron em 1928 e de C. G. Rossby, em 1941, dentre outros. Uma exaustiva análise de cada um deles é feita por Lorenz (1967).

O principal problema inerente aos modelos conceituais de circulação geral da atmosfera não é o de apenas justificar a existência dos ventos dominantes, mas fazê-lo explicando como acontece o transporte meridional de energia e de quantidade de movimento angular, necessários à manutenção do equilíbrio energético do sistema superfície-atmosfera. O aspecto energético, no entanto, ultrapassa o objetivo deste texto.

11.1 - Células de circulação meridional.

Apenas por questões didáticas será comentado o modelo proposto por C. G. Rossby, em que se admite que a pressão à superfície do globo se distribui zonalmente, havendo faixas alternadas de baixa e de alta pressão, aproximadamente simétricas em relação ao equador térmico (Fig. VII.20). Haveriam, ainda, áreas de alta pressão sobre as regiões polares, norte e sul.

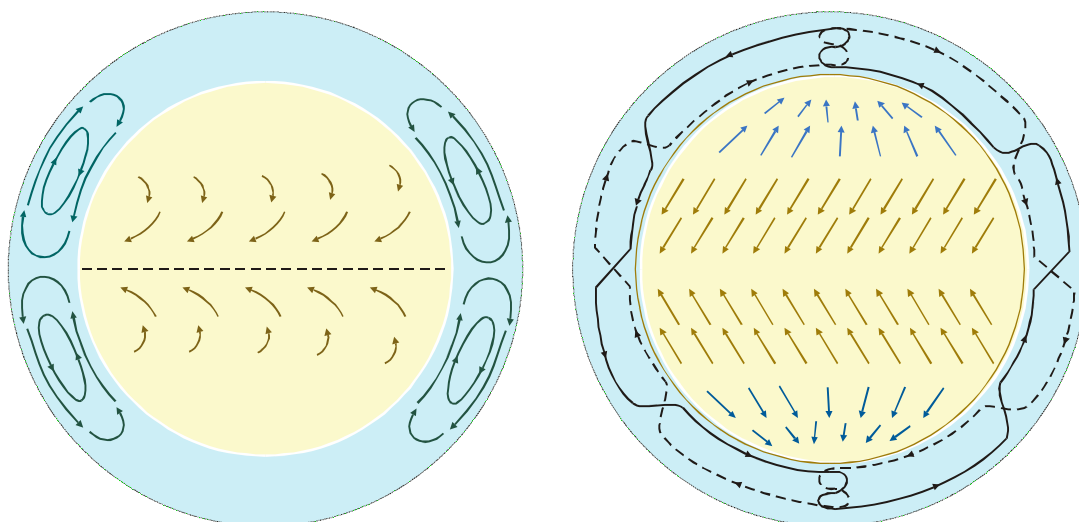


Fig. VII.19 - Esquemas de circulação geral de acordo com a concepção de G. Hadley, em 1735 (esquerda) e de M. Maury, em 1855 (direita), segundo Lorenz (1967).

Associadas àquela distribuição de pressão existiriam três células de circulação meridional em cada hemisfério:

- uma na faixa tropical, cujo ramo ascendente estaria nas proximidades do equador e o ramo descendente a cerca de 30° de latitude, denominada de Célula de Hadley;
- outra na zona de latitudes médias, conhecida como Célula de Ferrel, com ramo subsidente a cerca de 30° e ramo ascendente em torno de 60° de latitude; e
- uma terceira na Região Polar, dita Célula Polar.

Essas células atuam na troposfera (o limite superior de cada uma estaria imediatamente sob a tropopausa); nenhuma hipótese é assumida quanto à estratosfera.

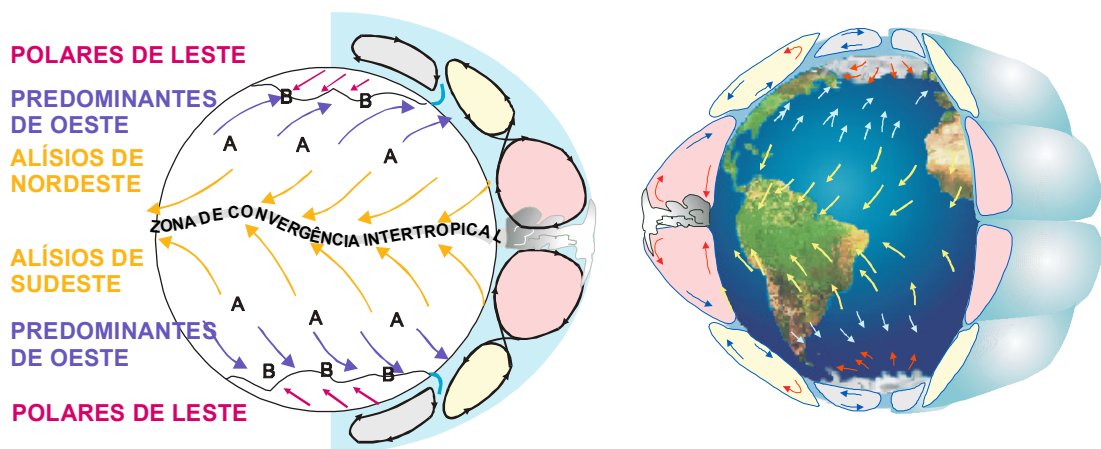


Fig. VII.20 - Modelo de circulação meridional da atmosfera mostrando os ventos à superfície e as áreas de alta (A) e de baixa (B) pressão. Note-se a espessura da troposfera muito exagerada.

De acordo com esse modelo conceitual, para a zona equatorial de baixa pressão devem convergir ventos provenientes dos cinturões subtropicais de alta pressão (localizados em torno de 30°N e 30°S), impulsionados pela força do gradiente de pressão e defletidos por efeito da rotação da Terra (força de Coriolis). Os ramos inferiores das células de Hadley justificam, portanto, a existência dos ventos alísios de nordeste do Hemisfério Norte e dos alísios de sudeste do Hemisfério Sul, observados principalmente sobre os oceanos, onde a influência devida à rugosidade da superfície é muito pequena (Fig. III.13). A Fig. VII.21, mostra a circulação observada.

As pressões, predominantemente mais baixas, observadas nas vizinhanças

do equador, são atribuídas à maior incidência de radiação solar e se estendem da superfície até cerca de 3 km de altitude (700mb), aproximadamente Nieuwolt (1977). A partir desse nível, a pressão média na zona equatorial é normalmente mais elevada que nas áreas adjacentes. Assim, na zona equatorial, há uma faixa de baixas pressões à superfície e uma de altas pressões nas vizinhanças da tropopausa.

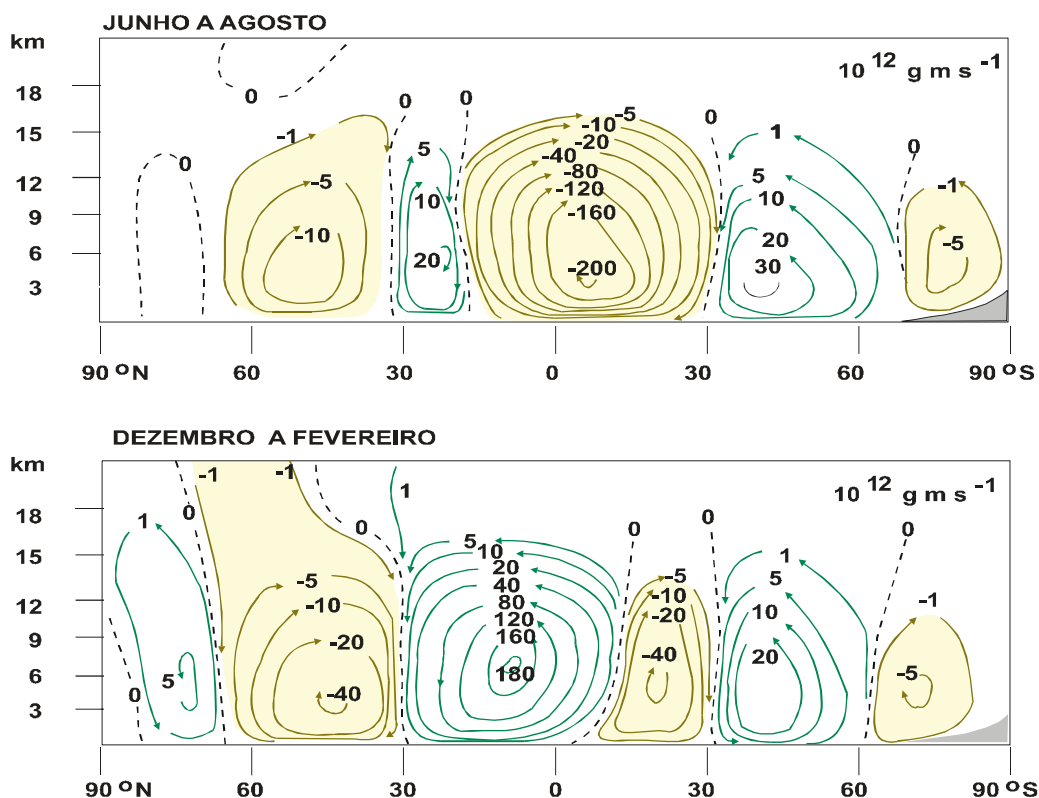


Fig. VII.21 - Circulação média em ambos os hemisférios (o sinal negativo indica transporte de massa para oeste) segundo pesquisa de R. E. Newell e outros colaboradores, publicada em 1982 (Hastenrath, 1985).

Para o meio da zona equatorial de baixa pressão à superfície convergem os alísios dos dois hemisférios (Fig. VII.20). A direção e a velocidade médias dos alísios consta da Fig. VII.22. Uma característica interessante da faixa tropical é a presença de uma camada de inversão térmica, chamada inversão dos alísios. É uma camada onde a temperatura do ar aumenta com a altitude. A altura da base da camada de inversão, sobre o oceano, varia com a latitude, passando de 2000 a 800m, entre as latitudes de 5 e 25°, respectivamente (Fig. VII.23); a espessura pode variar de poucos metros até 1km, sendo, em média, de 400m (Riehl, 1965). A inversão térmica da zona dos ventos alísios (a "inversão dos alísios") é atribuída ao movimento subsiden-

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

te do ar associado aos centros anticiclônicos semipermanentes e constitui um bloqueio ao desenvolvimento de nuvens cumuliformes, daí a elevada frequência de cúmulos de bom tempo (de pequena espessura) na zona dos alísios. Para que ocorram cúmulos e cumulonimbos bem desenvolvidos são necessárias fortes condições de instabilidade, capazes de destruir essa camada de inversão.

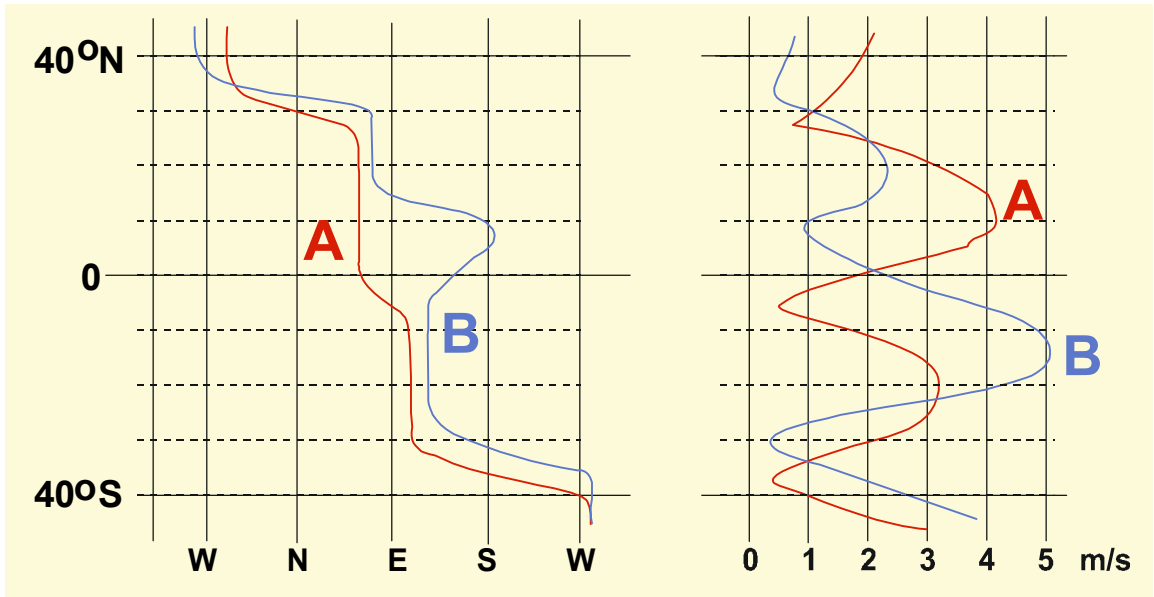


Fig. VII.22 - Valores médios da direção (esquerda) e da velocidade (direita) dos alísios sobre o oceano em janeiro (linha cheia) e em julho (linha interrompida), na zona tropical, segundo Riehl (1965).

A faixa de encontro dos alísios de nordeste (procedentes do Hemisfério Norte) com os de sudeste (oriundos do Hemisfério Sul) é conhecida como Zona de Convergência Intertropical (ZCIT) e sua posição coincide aproximadamente com a do equador térmico.

A ZCIT se caracteriza por uma acentuada instabilidade atmosférica que favorece o desenvolvimento de intensas correntes ascendentes, com formação de grandes nuvens convectivas, geradoras de precipitação abundante (Fig. VII.24). Fortes aguaceiros, acompanhados de relâmpagos e trovões são comuns em toda a ZCIT e, como sua posição oscila muito com o tempo, a precipitação gerada vai sendo distribuída sobre uma faixa de considerável largura.

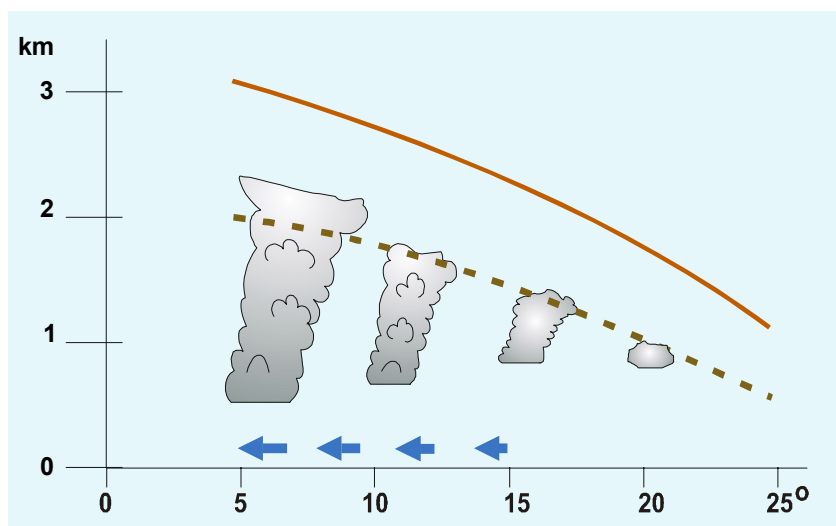


Fig. VII.23 - Secção meridional esquemática da camada de inversão térmica na zona dos ventos alísios (Nieuwolt, 1977).

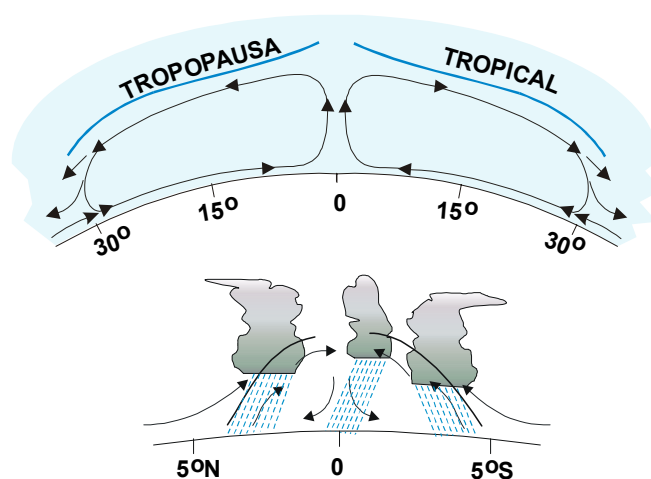


Fig. VII.24 - Células de Hadley (acima) e esquema de circulação associado à Zona de Convergência Intertropical (abaixo), segundo Nieuwolt (1977). A escala vertical está exagerada, cerca de 100 vezes acima e 85 vezes abaixo.

O sistema nebuloso associado à ZCIT torna-se facilmente identificável, nas áreas oceânicas, em imagens geradas por satélites. Sobre os continentes, porém, dada a intensa atividade convectiva (que se desenvolve por causa do aquecimento do solo), a presença da ZCIT é normalmente difícil de detectar. A posição média da

ZCIT se situa em torno de 5°N, o que se justifica por haver no Hemisfério Norte uma maior área continental e, portanto, maior transferência de calor para a atmosfera.

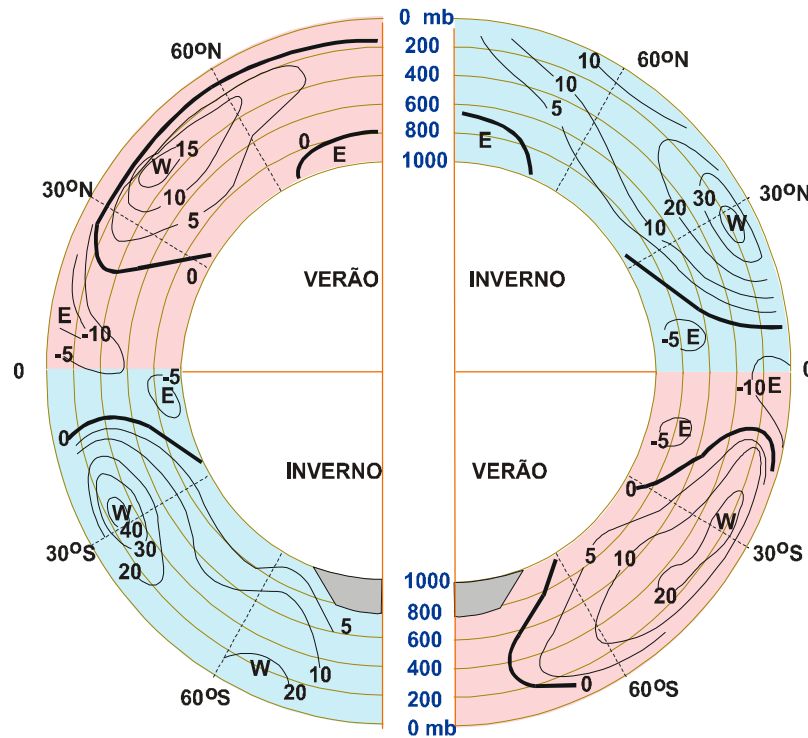


Fig. VII.25 - Componente zonal média do vento (m s^{-1}) em toda a atmosfera segundo Y. Mintz (Gedzelman, 1985). Os valores positivos (W) referem-se à componente de oeste (dirigida para leste).

A uma altitude de 8 a 12 km acima da ZCIT ocorre divergência, já que ali se localiza uma zona de alta pressão. Afastando-se dela e fluindo sem atrito com a superfície, o ar ganha velocidade ao mesmo tempo que é cada vez mais desviado para leste, por efeito da aceleração de Coriolis (que aumenta com o valor absoluto da latitude e com a velocidade). A componente zonal da velocidade tende a superar rapidamente a componente meridional, de modo que esses ventos atingiriam a alta troposfera subtropical (5 a 8 km) como uma forte componente de oeste (Fig. VII.25). De fato, existe uma corrente de jato subtropical semipermanente, dirigida para leste, particularmente forte durante o inverno, nos dois hemisférios (Palmén e Newton, 1969).

Durante muito tempo foi aceita a existência de ventos que deveriam migrar da

zona equatorial para os trópicos, na alta troposfera, com direção exatamente oposta à dos alísios, chamados contra alísios. O enriquecimento do acervo de dados meteorológicos, porém, veio a demonstrar acentuadas discrepâncias entre aquilo que se supunha e o que as observações revelavam sobre a alta troposfera tropical. De fato, ventos com as características dos contra-alísios são raros e se comportam como simples predominantes de oeste em pequenas áreas sobre o continente africano, a América do Sul e a Austrália, entre 10 e 20° S e só em algumas épocas do ano.

Os três grandes centros anticiclônicos semipermanentes que se situam sobre o oceano, em torno de 30° S (Fig. VII.21), formam um cinturão de altas pressões que praticamente circunda o planeta. No Hemisfério Norte existem igualmente três anticiclones semipermanentes, dois oceânicos e um continental (este localizado sobre a Sibéria), porém não chegam a constituir exatamente uma faixa contínua de pressões elevadas. O último, aliás, embora muito extenso durante o inverno do Hemisfério Norte, pode desaparecer durante o verão, dando lugar a um núcleo ciclônico de origem térmica.

A intensidade e a superfície ocupada pelos anticiclones subtropicais varia com as estações e, ocasionalmente, podem se apresentar subdivididos. Em geral estendem-se para cima e ocasionalmente podem ser ainda identificados ao nível de 300 mb (cerca de 9600m). Normalmente apresentam o eixo inclinado de modo que o centro de altas pressões em altitude está deslocado para oeste em relação à posição ocupada à superfície. O movimento subsidente é mais intenso à leste que a oeste da posição do centro à superfície.

Nas áreas oceânicas, próximo aos paralelos de 30° N e 30° S, devido à presença daqueles anticiclones, os ventos são fracos e as calmarias freqüentes. No Hemisfério Norte elas constituíram um sério obstáculo aos veleiros espanhóis que se dirigiam para a América do Norte, por aumentar consideravelmente o tempo necessário à travessia do Atlântico. Muitos desses navios conduziam cavalos e, ao atingirem aquelas áreas, eram obrigados a lançar parte dos animais ao mar, talvez para aliviar a carga ou porque já não havia como alimentá-los. Daí porque a zona subtropical de calmarias do Hemisfério Norte é conhecida como "latitude dos cavalos" (Miller, 1971).

Os anticiclones semipermanentes subtropicais seriam os ramos descendentes das células de Hadley e de Ferrel de cada hemisfério. A subsidência que neles se observa provoca divergência à superfície, gerando ventos direcionados tanto ao equador (alísios) como aos pólos. Os últimos, desviando-se para este, por ação da força de Coriolis, atingem as latitudes oceânicas próximas a 50 ou 60° como ventos predominantes de oeste (Fig. VII.20). Para aquelas latitudes convergem igualmente ventos oriundos das cercanias dos pólos, ditos polares de este, por possuírem uma forte componente zonal dirigida para oeste. Caracteriza-se, ali, uma outra zona de convergência de ar à superfície, constituindo o limite da célula das latitudes médias com a polar, conhecida genericamente como "frente polar". A faixa de encontro entre

os polares de este (frios) e os predominantes de oeste (quentes), situada ao sul do Oceano Atlântico, é conhecida como Zona de Convergência do Atlântico Sul (ZCAS).

A "frente polar" não é propriamente uma zona contínua de pressões baixas à superfície, mas uma faixa muito propícia ao desenvolvimento de vórtices ciclônicos, particularmente em áreas oceânicas. De fato, o ar frio proveniente da região circumpolar encontra-se ali com o ar quente oriundo dos subtropicais, favorecendo à formação de núcleos ciclônicos isolados e migratórios, conhecidos como ciclones extratropicais, aos quais estão associados intensos movimentos verticais ascendentes, nebulosidade elevada e abundante precipitação. A origem, desenvolvimento e dissipação de um ciclone extratropical dura em geral poucos dias. Em algumas ocasiões vários deles, em diferentes estágios de desenvolvimento, são percebidos em distintos pontos da "frente polar", formando uma verdadeira cadeia de vórtices. Os ciclones extratropicais voltarão a ser abordados oportunamente (Capítulo IX).

O modelo de circulação, aqui confrontado com os principais aspectos da realidade, embora simples, é capaz de refletir algumas características importantes da circulação meridional, especialmente o vento esperado à superfície, pelo menos nas áreas oceânicas.

Na realidade, a circulação das células de Hadley é muito mais intensa no hemisfério em que transcorre o inverno. As células de Ferrel são comparativamente muito menos ativas que as de Hadley e a circulação meridional nas latitudes médias está longe de ser entendida em sua plenitude. A circulação das células polares ainda é objeto de controvérsias, especialmente a do Hemisfério Norte.

11.2 - Circulação zonal.

Na Região Tropical, além da circulação meridional decorrente da atividade das células de Hadley, existe uma circulação zonal em larga escala, devida às Células de Walker, assim chamadas em homenagem a Gilbert. Walker que, em 1932, referiu-se à existência desse tipo de circulação (Philander, 1990). A circulação de Walker é atribuída basicamente ao aquecimento diferencial que se verifica entre continentes e oceanos, tendo sido melhor compreendida no Hemisfério Sul.

A configuração do campo da pressão atmosférica à superfície terrestre, em grandes áreas, normalmente está intimamente relacionada com a temperatura da própria superfície, particularmente sobre os oceanos. Quando a temperatura da água é elevada, o ar, aquecendo-se em contacto com ela, tende a formar um centro de baixa pressão à superfície, o que favorece a à gênese de movimentos verticais ascendentes em larga escala.

A atmosfera estimula o oceano de várias maneiras: (1^o) interferindo direta-

mente em sua dinâmica ao lhe transferir energia cinética através do vento; (2º) afetando no fluxo de radiação à superfície do mar, quer na faixa visível quer na faixa infravermelha do espectro eletromagnético, devido às variações na nebulosidade e, eventualmente, na concentração de aerossóis; e, finalmente (3º), alterando a taxa de evaporação, que depende dos demais fatores. As correntes oceânicas geradas ou modificadas pela ação do vento interferem nos fluxos horizontais e verticais de massa e calor no seio da água, também contribuindo para alterar a configuração do campo térmico à superfície do mar. Flutuações do vento na camada atmosférica justaposta à superfície do oceano podem desencadear distúrbios oscilatórios no interior da massa líquida. Esses distúrbios são capazes de se propagar vertical e horizontalmente, têm ativa participação na distribuição de energia no interior do oceano e sua duração representa o tempo necessário à acomodação da massa líquida às contínuas mudanças impostas pela atmosfera.

O oceano, por sua vez, cede calor sensível e latente para a atmosfera, além de partículas de sais solúveis importantes na gênese das nuvens e dos hidrometeoros em geral. Anomalias significativas na distribuição da temperatura à superfície do mar (TSM) podem atuar de duas maneiras; (1º) causando mudanças no campo da pressão atmosférica à superfície as quais podem alterar significativamente a própria circulação geral da atmosfera e, simultaneamente (2º), modificando o fluxo vertical turbulento de vapor d'água, provocando mudanças na nebulosidade e no balanço de energia. As alterações causadas na atmosfera, em decorrência da presença do oceano subjacente, são de natureza puramente termodinâmica e acabam por interferir no próprio oceano, via campos da pressão e do vento à superfície. O processo interativo é contínuo e realimentante.

A atmosfera, por ser menos densa, reage mais rapidamente às condições térmicas imposta pelo oceano subjacente. Este estado térmico inicial do oceano contém a maior parte da informação acerca da futura evolução do sistema oceano-atmosfera e nesse sentido, constitui a "memória" desse sistema (Sarachik, 1992; Philander, 1992). O oceano, mais lento em suas respostas às flutuações do vento, pode apresentar um tempo de acomodação suficientemente grande para introduzir variabilidades interanuais apreciáveis na dinâmica do sistema oceano-atmosfera que afetam o clima.

O Oceano Pacífico, devido às suas dimensões, permite maior interação oceano-atmosfera que os demais. Além disso, uma parte considerável de sua superfície encontra-se na zona tropical, exatamente a que recebe maior quantidade de energia solar. É razoável admitir, portanto, que a área tropical do Oceano Pacífico seja o palco de interações e acomodações capazes de interferir significativamente na variabilidade interanual do clima em escala muito mais ampla, com um período de acomodação muito maior.

11.2.1 - Oscilação Sul

Analisando-se longas séries de desvios da pressão ao nível médio do mar (PNM) em torno das respectivas médias, em toda a bacia do Oceano Pacífico, verifica-se a existência de duas grandes áreas cujas flutuações estão fora de fase: uma englobando a Austrália e a Polinésia; a outra a parte central e leste do Pacífico tropical (Fig. VII.26). Em geral, quando a PNM está mais alta que a média climatológica numa área, encontra-se mais baixa na outra e vice-versa. As primeiras evidências desse fato foram publicadas no final século passado e início do atual, tendo o fenômeno sido denominado de Oscilação Sul (OS) por Sir Gilbert Walker (Philander, 1990; Cane, 1992).

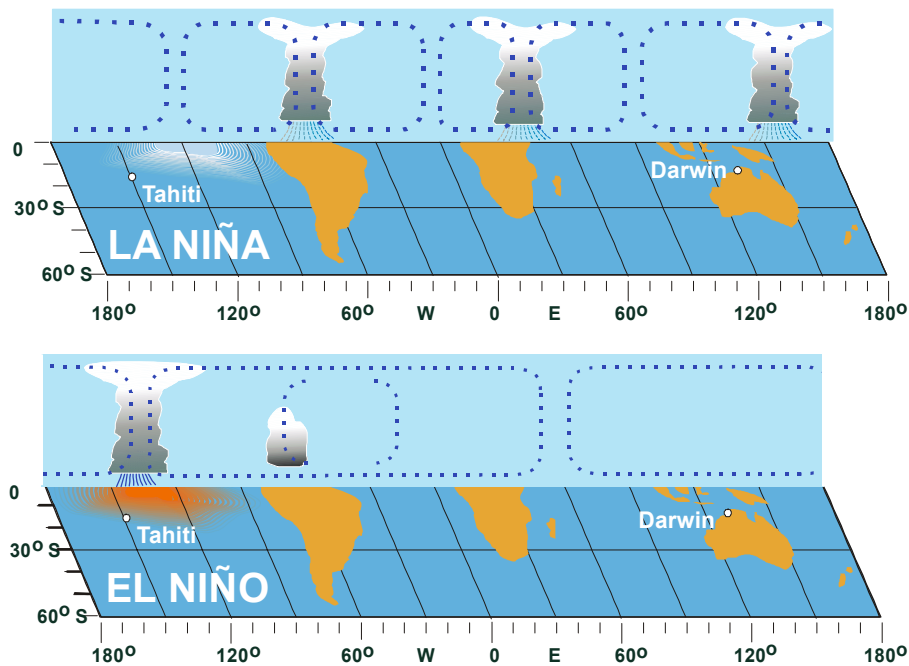


Fig. VII.26 - Esquema da circulação de Walker quando o Índice de Oscilação Sul (IOS) é positivo (acima) e negativo (abaixo).

Esse fenômeno é caracterizado pelo Índice de Oscilação Sul, definido como a diferença entre os desvios (Δp) em relação à média, das pressões registradas ao nível médio do mar (PNM) em Tahiti (17°S , 150°W) e Darwin (12°S , 130°E). Então:

$$\text{IOS} = \Delta p_{\text{TAHITI}} - \Delta p_{\text{DARWIN}} \quad (\text{VII.11.1})$$

O IOS é positivo quando a pressão em Tahiti é maior que a média climatoló-

gica e, simultaneamente, a pressão em Darwin é inferior à média correspondente. Quando o IOS é positivo, a circulação de Walker (Fig. VII.26), revela movimento ascendente do ar sobre a Indonésia. A pressão atmosférica está baixa em Darwin, porque a temperatura da água do mar na Indonésia está acima da média. Por outro lado, o movimento vertical do ar é descendente no meio do Pacífico, pois a pressão está mais alta em Tahiti pelo fato da superfície do oceano não se encontrar aquecida. Nessa situação, a componente zonal do vento próximo à superfície do mar, a oeste de Tahiti, está dirigida para oeste, reforçando os alísios e o transporte de água na mesma direção. O movimento da água, impelida para oeste pelo vento, favorece à ressurgência junto à costa sulamericana do Pacífico, estimulando as atividades pesqueiras (pela abundância de alimentos trazidos dos níveis profundos do oceano até à superfície). Simultaneamente, observa-se que um ramo ascendente da circulação de Walker permanece sobre a Amazônia, enquanto um ramo descendente se situa sobre o Atlântico Sul. Assim, a ocorrência de chuva sobre a Amazônia é favorecida.

Quando a pressão atmosférica começa a diminuir em Tahiti e a aumentar em Darwin, o IOS tende a tornar-se cada vez menor. Atingindo valores negativos, caracteriza-se uma situação completamente distinta da descrita acima (Fig. VII.26) que se torna bem configurada quando a temperatura da superfície do mar, na área central do Pacífico tropical atinge cerca de 2°C acima da média. Nessas circunstâncias normalmente se desenvolve um intenso centro de baixa pressão nas proximidades de Tahiti e um centro de baixa pressão próximo a Darwin. A oeste de Tahiti, a componente zonal do vento à superfície torna-se positiva (dirigida para leste), enfraquecendo os alísios. Isso contribui para reduzir o transporte de água para o oeste e, assim, para inibir a ressurgência junto à costa oeste da América do Sul (escasseando o pescado naquela área). Então, um ramo descendente da circulação de Walker se localiza sobre a Indonésia (Darwin) e outro, ascendente, na área de Tahiti. O núcleo de baixa pressão normalmente encontrado sobre a Amazônia se enfraquece, diminuindo a chuva naquela região. Ao mesmo tempo, o ramo subsidente do Atlântico Sul tende a expandir-se, inibindo a formação de nuvens e de chuva no Nordeste do Brasil.

11.2.2 - El Niño e La Niña.

Quando o IOS é positivo a PNM no Tahiti é maior que a média climatológica, dando-se oposto em Darwin. Nessa situação tem-se valores da temperatura da superfície do mar (TSM) menores que a média climatológica (águas mais frias) no Pacífico tropical central e leste, onde há subsidência associada à redução da precipitação. Essa é a fase fria da Oscilação Sul, conhecida por La Niña (Fig. VII.27). Na parte tropical oeste da bacia do Pacífico a PNM é mais baixa que a média climatológica, favorecendo a convecção, a nebulosidade e a precipitação.

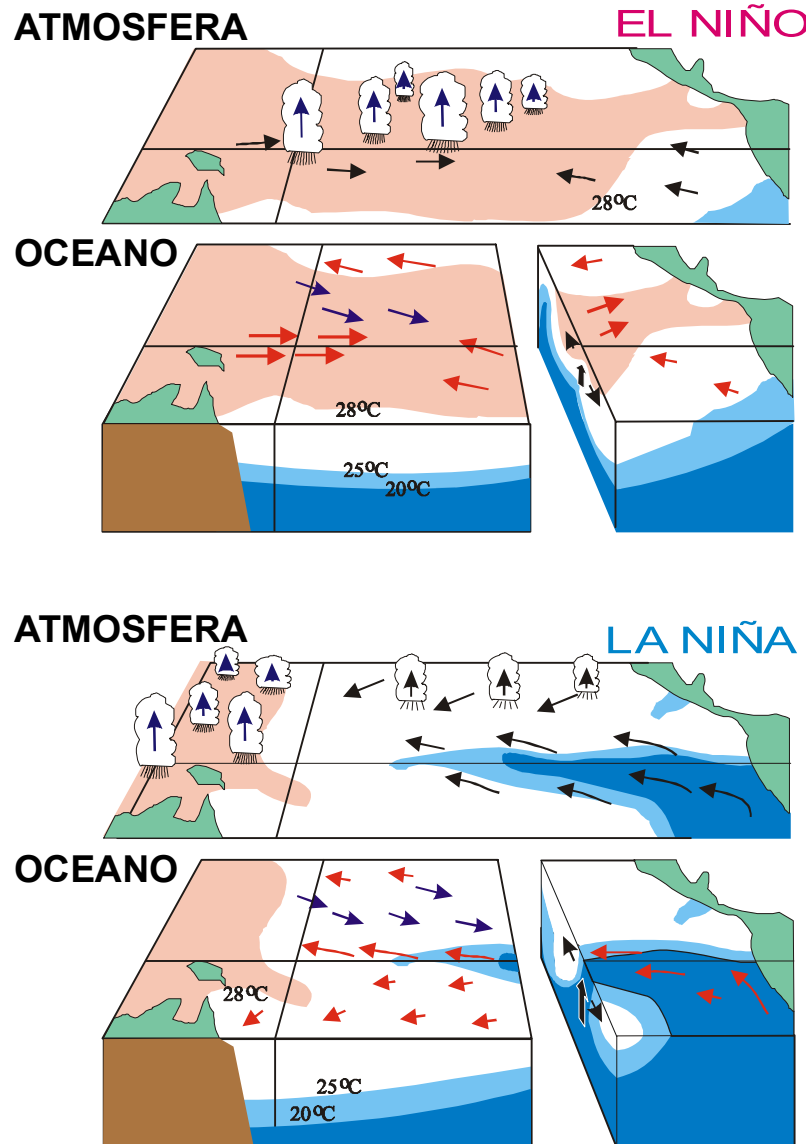


Fig. VII.27 - Esquemas da fase El Niño (painel superior) e La Niña (painel inferior) do ENOS, mostrando a distribuição da nebulosidade e dos ventos (atmosfera) e das correntes e temperatura (oceano), na área tropical do Oceano Pacífico.

A fase oposta da Oscilação Sul, ou fase quente, é caracterizada pela elevação de 1 a 2°C na TSM acima dos valores médios, na porção central e leste do Pacífico tropical. Nessa situação o centro de baixa pressão se desloca para o Pacífico central aonde passa a ocorrer forte convecção, aumentando a nebulosidade e a chu-

va. Os alísios de sudeste enfraquecem. No lado oeste da bacia tropical do Pacífico o resfriamento da superfície do mar contribui para aumentar a pressão à superfície gerando subsidência e, conseqüentemente redução da precipitação. Forma-se uma corrente oceânica dirigida para leste na porção oeste da bacia equatorial do Pacífico. Essa fase da Oscilação Sul é conhecida como El Niño e se caracteriza por um IOS negativo (Fig. VII.27).

O enfraquecimento dos alísios na área leste e central do Pacífico tropical, que se verifica durante a fase quente da Oscilação Sul, faz baixar a termoclina a leste da bacia, diminuindo a ressurgência junto a costa oeste da América do Sul e, com isso, a disponibilidade de plâncton. A conseqüente queda na produção de pescado era um fato conhecido dos pescadores da região, já há muito tempo, que batizaram o fenômeno por El Niño (Menino Jesus em espanhol) por acharem-no relacionado à época do Natal. De fato, em anos de El Niño, o aquecimento do oceano junto à costa do Peru ocorre a partir dessa época (início do ano civil).

É interessante mencionar que a configuração das áreas de convecção de larga escala muda com as fases da OS. Durante a fase quente, a Zona de Convergência Intertropical (ZCIT) desloca-se mais para o sul em direção ao equador e a Zona de Convergência do Pacífico Sul (situada a leste da Austrália), desloca-se mais para leste (ambas migram para as áreas de maior TSM, com tendência a se fundirem), dando-se o oposto durante La Niña.

Na fase quente, a circulação de Walker fica mais fraca e a de Hardley mais forte, invertendo-se essa contribuição durante La Niña. A temperatura média da troposfera é estimada aumentar cerca de 1°C durante o ENOS.

Philander (1990) chama a atenção para o fato do El Niño e La Niña não serem desvios temporários e anormais de algum estado "normal" intermediário, mas fases opostas de um mesmo fenômeno: a Oscilação Sul. A fase El Niño da Oscilação Sul (ENOS) provoca impactos climáticos não apenas na Bacia do Pacífico. O El Niño 82-83, considerado o maior dos últimos 100 anos, causou impactos climáticos importantes e desastrosos em metade do planeta, provocando prejuízos estimados em 8 bilhões de dólares (Cane, 1992). Os efeitos, dependendo da intensidade do fenômeno, podem ter escala global, provocando secas em algumas regiões, enchentes em outras ou simplesmente elevando a temperatura em outras mais. No Pacífico as condições atmosféricas e oceânicas oscilam entre uma fase e a outra, embora existam períodos em que nenhum desses dois extremos descreva adequadamente o que está acontecendo quanto à distribuição da TSM e da PNM. A duração, a intensidade e a evolução de cada fase também são variáveis e, em média, um episódio ENOS ocorre com uma freqüência de 3 a 7 anos.

A OS é o modo dominante da variabilidade interanual nos trópicos. A OS, em geral, não altera a fase dos períodos chuvosos das regiões atingidas; tem-se verificado que as alterações ocorrem apenas na amplitude, ou seja: a quantidade de chu-

va caída durante o período normalmente chuvoso torna-se maior ou menor que a média, embora a época do ano seja a mesma.

A variabilidade interanual da precipitação atinge regiões da América do Norte, da América do Sul, da África e da Indonésia. Nas regiões aonde apenas a temperatura é afetada, a alteração se verifica também na amplitude.

Kousky *et al.* (1984) e Kayano *et al.* (1988), dentre outros pesquisadores, têm estudado a influência do ENOS sobre a variabilidade climática interanual da América do Sul. Têm sido identificadas chuvas deficientes em vastas áreas, incluindo o Nordeste do Brasil e a Amazônia bem como excesso de chuva no sul do Brasil e parte da costa do Peru e Equador durante episódios ENOS. O excesso de chuvas no sul do Brasil estaria relacionado com a intensificação do jato subtropical associada a uma situação de bloqueio na troposfera superior, sobre a América do Sul, impedindo a passagem dos sistemas frontais que, assim, tenderiam a estacionar sobre o sul do Brasil.

Aceituno (1988) e Kousky e Kayano (1994), que também estudaram a influência do ENOS sobre o clima da América do Sul, sugerem que as secas da Região Norte e Nordeste do Brasil estão relacionadas com uma redução da atividade convectiva de larga escala que se estende sobre o Atlântico tropical, da Amazônia à África. Constataram, ainda, um aumento da convecção na parte centro-sul do Brasil durante a fase quente da OS, mostrando que esse padrão muda totalmente na fase fria. Finalmente Uvo *et al.* (1994) obtiveram evidências que anos bastante secos (chuvosos) ocorrem em associação com valores anormalmente altos (baixos) da TSM no Pacífico Equatorial e no Atlântico Norte e com valores baixos (altos) da TSM no Atlântico Sul, reforçando a influência da OS sobre o clima do Nordeste do Brasil.

O ENOS explica parte da variabilidade interanual observada no campo dos alísios no Atlântico tropical (Delecluse *et al.*, 1994) o qual interfere na distribuição da chuva na costa leste do Nordeste (Rao, Lima e Franchito, 1992 e 1993) havendo influências internas devidas às interações oceano-atmosfera locais. Quando a OS está na fase quente enfraquece a alta subtropical do Atlântico Norte e fortalece a do Atlântico Sul, enfraquecendo os alísios de nordeste e fortalecendo os de sudeste. Isso explica o dipolo entre as áreas oceânicas tropicais do Atlântico norte e sul, cuja influência na precipitação no Norte do Nordeste do Brasil já fora identificada por Moura e Shukla (1981) e confirmada por HUAG *et al.* (1993). Análises usando funções empíricas ortogonais indicam (Nobre e Shukla, 1994) que a variabilidade climática do Atlântico tropical é dominada por um forte ciclo anual forçado pelo vento. Superimposto a esse ciclo sazonal encontram-se variações interanuais e deceniais mais fracas, porém importantes para influenciar a distribuição da precipitação no Nordeste e Amazônia.

Embora haja evidências muito fortes que associam a "seca" nordestina com a ocorrência do El Niño, deve-se salientar que esse fenômeno não é univocamente

responsável por ela. Entretanto, a relação entre a "seca" e o El Niño é um exemplo incontestável de que o comportamento da atmosfera não pode ser entendido a nível regional (estudos restritos a pequenas áreas). A atmosfera age como um todo e determinados impulsos em uma área podem repercutir no estado prevalente do tempo em regiões distantes, muitas vezes situadas a vários milhares de quilômetros dos locais onde tais impulsos ocorreram.

12. Ventos periódicos.

Há ventos que mudam de direção com uma certa periodicidade, em função de inversões de sentido da componente horizontal do gradiente de pressão. Tais inversões são motivadas por diferença de aquecimento da superfície. Alguns desses ventos têm periodicidade diária, outros são sazonais.

12.1 - Brisas marítima e terrestre.

Durante os dias ensolarados, a superfície do continente, na orla marítima, se aquece mais rapidamente que a do oceano adjacente. Como consequência, já pela manhã, surge uma faixa de pressão mais baixa sobre o litoral, ensejando o desenvolvimento de correntes convectivas ascendentes sobre o continente (Fig. VII.28), as quais geram nuvens convectivas. Acima do oceano a pressão continua elevada, face à menor temperatura da água à superfície. Dessa maneira, se estabelece uma circulação fechada, com movimentos ascendentes na costa e subsidentes sobre o mar. O vento, à superfície, sopra do oceano para o continente, em direção aproximadamente perpendicular à linha da costa e é chamado brisa marítima (ou "viração").

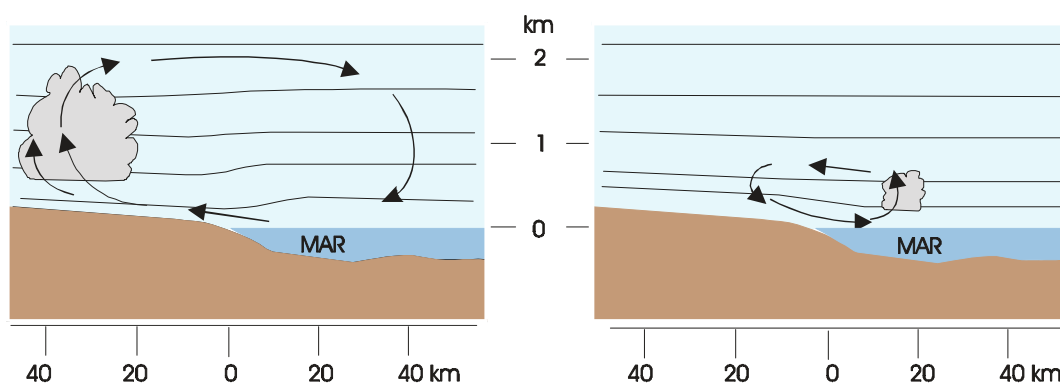


Fig. VII.28 - Secção vertical da atmosfera próxima à costa mostrando as brisas marítima (esquerda) e terrestre (direita). As linhas horizontais representam isóbaras esquemáticas e as setas traduzem a direção do vento. A escala vertical está exagerada cerca de 20 vezes.

Durante a noite o continente perde calor muito mais rapidamente que o oceano e, a partir de uma certa hora após o por do Sol, a superfície do oceano passa a ostentar uma temperatura mais elevada que a do continente. A faixa de baixa pressão se situa, então, sobre o oceano e o movimento ascendente associado a ela pode gerar nuvens convectivas. O vento passa a soprar do continente para o mar, à superfície, constituindo a brisa terrestre, ou o "terral" (Fig.VII.28), também perpendicular à costa. A brisa terrestre é, em geral, mais fraca que a marítima.

As brisas terrestre e marítima nem sempre são percebidas. No Nordeste do Brasil, por exemplo, onde os ventos alísios são persistentes e intensos durante todo o ano, quase sempre as brisas apenas contribuem para mudar um pouco a direção e a velocidade daqueles. Dependendo da orientação da costa, a velocidade do vento, resultante da superposição alísio-brisa, pode ser maior ou menor que a do alísio.

12.2 - Brisas do vale e da montanha.

Durante a noite, o ar em contacto com o solo arrefecido aumenta de densidade e tende a escoar pelas encostas, acumulando-se nos vales e, não raramente, fluindo acima dos rios. Tal fenómeno é a brisa da montanha, que pode tomar diversos nomes locais. No Nordeste do Brasil, por exemplo, o vento Aracati e a "cruviana", bastante conhecidos das populações ribeirinhas das correspondentes áreas de atuação, são ventos noturnos que sopram vale abaixo, acompanhando o curso dos rios Aracati e São Francisco, respectivamente.

O ar frio que desce as encostas e se acumula nos vales pode, sob intenso resfriamento noturno, atingir a saturação, iniciando-se a condensação. É comum, então, a formação de orvalho ou de nevoeiros cerrados. Vistos da montanha esses nevoeiros são muito curiosos, pois o vale fica completamente coberto por uma camada nebulosa que recebe o nome de mar de nuvens. Caso a temperatura se torne negativa durante a noite, certamente haverá a formação de geada.

Durante o dia, acontece o inverso: em contacto com as encostas aquecidas pelo Sol, o ar adquire calor e se expande (tornando-se menos denso), movimentando-se no sentido ascendente das encostas: é a brisa do vale. Pode ser suficiente para originar nuvens convectivas acima das montanhas. As brisas do vale e da montanha são também chamadas ventos anabáticos e catabáticos, respectivamente.

12.3 - Monções.

Em certas regiões da Terra, particularmente ao sul do continente asiático (Fig. VII.29) e no norte Austrália, há uma inversão sazonal da direção do vento à superfície. Durante o verão, em função do maior aquecimento, desenvolvem-se, no interior do continente, áreas de baixa pressão e, em contraposição, núcleos de alta

pressão formam-se sobre o oceano, cuja temperatura da superfície é relativamente menor. O gradiente horizontal de pressão, assim estabelecido, condiciona o aparecimento de uma circulação típica, com ventos soprando do oceano para o continente, à superfície. Esses ventos, chamados monções de verão, são bastante úmidos (devido ao trajeto oceânico) e provocam chuvas torrenciais nos meses de junho a setembro.

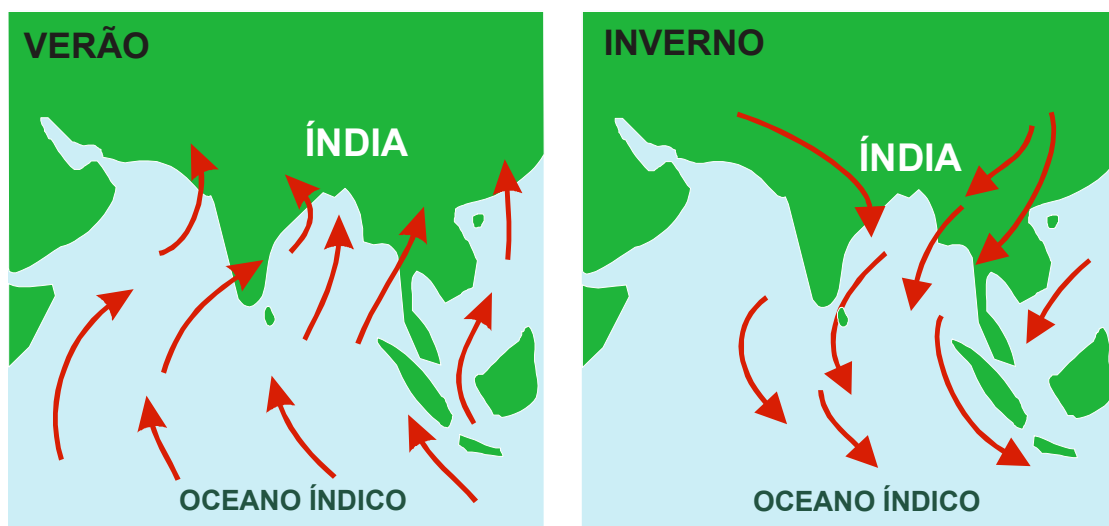


Fig. VII.29 - Monções asiáticas de verão (esquerda) e de inverno (direita).

No inverno a circulação se inverte, já que a superfície do oceano mantém-se mais aquecida que a do continente. Os ventos passam a soprar do continente para o mar, à superfície, recebendo a designação de monções de inverno.

O aquecimento diferencial entre o continente e o oceano não é, porém, o único fator que interfere na circulação monçônica. Se assim o fosse, em certas áreas não haveria um atraso na época prevista para o aparecimento da monção oceânica (em relação às demais), o que efetivamente ocorre. Finalmente, quando se inicia, acontece de uma forma mais ou menos violenta, com riscos de inundações (dada a abundância das chuvas que provocam).

13. Exercícios.

1 - Determinar as componentes zonal e meridional correspondentes aos seguintes

valores de direção e velocidade do vento:

- a) direção 45° e velocidade 15 kt;
- b) direção 132° e velocidade de 38 kt.
- c) direção 280° e velocidade de 25 kt.

2 - Utilizando os dados da Tabela VII.3, pede-se desenhar:

- a) - os perfis verticais da direção e da velocidade do vento;
- b) - os perfis verticais das componentes zonal e meridional da velocidade do vento; e
- c) - analisar a hodógrafa.

TABELA VII.3

DIREÇÃO E VELOCIDADE DO VENTO OBSERVADO EM
PARNAÍBA ($2^\circ 54'S$, $41^\circ 42'W$, 22m) EM 10 DE DEZEMBRO DE 1971

ALTITUDE (m)	VENTO	
	Dir ($^\circ$)	Vel ($m\ s^{-1}$)
22	90	7
1000	110	12
1500	127	10
2000	144	9
2500	122	12
3000	102	10
4000	51	6
5000	91	7
6000	104	8
7000	124	16
8000	138	21
9000	149	21
10000	161	13

FONTE: DENMET (1973).

3 - As seguintes observações simultâneas de velocidade do vento (u_z) foram realizadas em condições de equilíbrio atmosférico não muito afastadas da neutralidade:

z (m)	0,5	1,0	2,0	5,0
u_z (m/s)	2,1	2,4	2,7	3,0

Pede-se determinar:

- a) o valor de z_0 ;
- b) a velocidade do vento a 10m de altura; e
- c) o valor de U^* .

4 - Calcular o módulo da componente horizontal do gradiente de pressão, sabendo que a distância normal entre duas isóbaras consecutivas, traçadas de 5 em 5 mb é de 200 km.

5 - Duas isóbaras paralelas estão orientadas de sudoeste para nordeste, ao nível médio do mar. A isóbara mais próxima do equador tem valor de 1012 mb e a outra de 1009 mb. Calcular a direção e o módulo da componente horizontal da força do gradiente de pressão, sabendo que a distância entre essas isóbaras é de 150 km e que a densidade do ar é de $1,2 \times 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$.

6 - Determinar a aceleração de Coriolis que atua sobre uma parcela de ar que se movimenta para nordeste, com vento de 10 m s^{-1} :

- a) à latitude de 10° S ;
- b) à latitude de 30° S .

7 - Estabelecer a velocidade do vento gradiente, em torno de um núcleo de alta pressão localizado à latitude de 30° S , sabendo que a distância radial entre duas isóbaras circulares consecutivas traçadas a intervalos de 3 mb é de 300 km:

- a) em um ponto distante 300 km do centro; e
- b) em um ponto distante 150 km do centro.

CAPÍTULO VIII

NUVENS E METEOROS.

1. Introdução.

Nuvem é qualquer conjunto visível de gotículas d'água, de partículas de gelo, ou de ambas, em suspensão na atmosfera. Esse aglomerado eventualmente inclui elementos de natureza hídrica de maiores dimensões, além de poeira, fumaça e mesmo resíduos industriais. Numa nuvem, a concentração de gotículas normalmente varia de 100 cm^{-3} a 1000 cm^{-3} , aproximadamente.

As nuvens estão em constante modificação, assumindo as mais variadas formas, alterando continuamente o tamanho e, às vezes, o aspecto. O aspecto de uma nuvem está relacionado com duas de suas propriedades: a luminância e a cor.

O termo luminância foi introduzido na XI Seção da Comissão Internacional de Iluminação, realizada em Paris, em 1948 para substituir a expressão brilho (O.M.M., 1956), que deixa de ser utilizado. A luminância de uma nuvem depende da quantidade de luz que é refletida, transmitida e difundida pelas partículas que a constituem. A fonte luminosa pode ser representada pelo Sol, pela Lua, ou mesmo pela luz artificial oriunda de uma grande cidade.

A cor de uma nuvem depende da cor da luz incidente. Quando o ângulo zenital do Sol é pequeno as nuvens ou suas partes diretamente iluminadas são brancas ou cinzentas. Quando o disco solar se aproxima do horizonte passam a exibir coloração progressivamente amarela, laranja e vermelha. Pouco antes do nascimento e logo depois do ocaso do Sol, as nuvens próximas da superfície terrestre são cinzentas (pois se encontram no cone de penumbra da Terra), enquanto as demais, mais altas, são avermelhadas, alaranjadas ou esbranquiçadas, dependendo da altura em que se encontrem, pois ainda (já) estão recebendo luz do Sol. Aliás, essas são boas ocasiões para se apreciar as alturas relativas das nuvens presentes no céu.

Ao se observar a forma, a luminância e a cor das nuvens deve-se evitar aquelas que estão próximas à linha do horizonte, por duas razões: em primeiro lugar, pela deformação imposta por efeito de perspectiva; em segundo, devido à maior espessura da camada atmosférica existente entre a nuvem e o observador, o que interfere na luminância e na cor.

A descrição de nuvens, contida neste texto, além desses cuidados, pressupõe que a atmosfera não esteja turva por causa de poeira, fumaça, bruma, nevoeiro etc., o que alteraria o aspecto normal das nuvens. Pressupõe, igualmente, que o disco do Sol está suficientemente elevado, possibilitando uma iluminação adequada.

A espessura das nuvens é muito variável. Nas mais espessas é costume designar o limite inferior como base e o superior como topo. Nas nuvens espessas é comum a presença de porções escuras, decorrentes da sombra projetada pelas partes superiores; as de espessura reduzida são, em geral, completamente brancas, exceto nas ocasiões mencionadas acima, ou quando fumaça, poeira etc., se interpõem entre ela e o observador.

2. Classificação das nuvens.

Dada a impossibilidade de classificar as nuvens levando em conta a infinidade de formas que assumem, procurou-se selecionar certas formas características isto é, aquelas que são observadas com maior frequência. Tal procedimento evitou que fossem levadas em conta todas as possíveis formas intermediárias que uma nuvem pode assumir no decurso de sua evolução.

O Atlas Internacional de Nuvens, preparado sob os auspícios da Organização Meteorológica Mundial, é adotado internacionalmente como referência para a classificação das nuvens e dele foi extraído parte deste texto. As nuvens estão classificadas em 10 formas características principais, mutuamente exclusivas, denominadas gêneros (Tabela VIII.1).

Cada gênero pode incluir diferentes espécies, levando em conta aspectos particulares da forma e da estrutura da nuvem e, quando possível, os processos físicos (conhecidos ou pressupostos) envolvidos na sua formação. Finalmente, um gênero, ou uma espécie, pode comportar variedades, estabelecidas em função da transparência, ou do arranjo dos elementos macroscópicos da nuvem.

Deve ser ressaltado que um gênero pode possuir variedades sem que possua nenhuma espécie. Por outro lado, uma determinada variedade pode atender a mais de um gênero, desde que sejam semelhantes o arranjo e a transparência dos elementos constitutivos da nuvem. Para facilitar o entendimento da terminologia usada, incluiu-se, na Tabela VIII.2, a etimologia dos gêneros, espécies e variedades.

TABELA VIII.1

CLASSIFICAÇÃO DAS NUVENS.

Gênero e Símbolo	Espécie	Variedade	Particularidades Complementares	Nuvem-mãe
Cirro(Ci)	<i>fibratus</i>	<i>intortus</i>	<i>mamma</i>	Cc
		<i>uncinus</i>	<i>radiatus</i>	Ac
		<i>spissatus</i>	<i>vertebratus</i>	Cb
		<i>floccus</i>	<i>duplicatus</i>	
		<i>castellanus</i>		
Cirrocúmulo(Cc)	<i>stratiformis</i>	<i>undulatus</i>	<i>mamma</i>	
		<i>Lenticularis</i>	<i>lacunosus</i>	
		<i>floccus</i>		
		<i>castellanus</i>		
Cirrostrato(Cs)	<i>fibratus</i>	<i>duplicatus</i>		Cc
		<i>nebulosus</i>	<i>undulatus</i>	Cb
Alto cúmulo(Ac)	<i>stratiformis</i> <i>lenticularis</i> <i>castellanus</i> <i>floccus</i>	<i>translucidus</i>	<i>mamma</i>	Cu
		<i>perlucidus</i>	<i>virga</i>	Cb
		<i>duplicatus</i>		
		<i>undulatus</i>		
		<i>radiatus</i> <i>lacunosus</i>		
Altostrato(As)	-	<i>translucidus</i>	<i>virga</i>	Ac
		<i>opacus</i>	<i>praecipitatio</i>	Cb
		<i>duplicatus</i>	<i>pannus</i>	
		<i>undulatus</i>	<i>mamma</i>	
		<i>radiatus</i>		
Nimbostrato (Ns)			<i>praecipitatio</i>	Cu
			<i>virga</i>	Cb
			<i>pannus</i>	
Estratocúmulo (Sc)	<i>stratiformis</i> <i>lenticularis</i> <i>castellanus</i>	<i>translucidus</i>	<i>mamma</i>	As
		<i>perlucidus</i>	<i>virga</i>	Ns
		<i>opacus</i>	<i>praecipitatio</i>	Cu
		<i>duplicatus</i>		Cb
		<i>undulatus</i>		
		<i>radiatus</i> <i>lacunosus</i>		
Estrato (St)	<i>nebulosus</i> <i>fractus</i>	<i>opacus</i>	<i>praecipitatio</i>	Ns
		<i>translucidus</i>		Cu
		<i>undulatus</i>		Cb

(continua)

TABELA VIII.1

CLASSIFICAÇÃO DAS NUVENS.

				(conclusão)
Gênero e Símbolo	Espécie	Variedade	Particularidades Complementares	Nuvem-mãe
Estrato (St)	<i>nebulosus</i>	<i>opacus</i>	<i>praecipitatio</i>	Ns
	<i>fractus</i>	<i>translucidus</i>		Cu
		<i>undulatus</i>		Cb
Cúmulo (Cu)	<i>humilis</i>	<i>radiatus</i>	<i>pileum</i>	Ac
	<i>mediocris</i>	<i>velum</i>		Sc
	<i>congestus</i>	<i>pannus</i>		
	<i>fractus</i>	<i>virga</i>		
				<i>praecipitatio</i>
Cumulonimbo (Cb)	<i>calvus</i>		<i>arcus</i>	
			<i>tuba</i>	
			<i>praecipitatio</i>	Ac
			<i>virga</i>	As
			<i>pannus</i>	Ns
			<i>incus</i>	Sc
			<i>mamma</i>	Cu
			<i>pileus</i>	
	<i>velum</i>			
		<i>arcus</i>		
		<i>tuba</i>		

FONTE: O.M.M. (1956).

2.1 - Descrição sucinta dos gêneros.

2.1.1 - Cirros (Ci).

Os cirros são nuvens isoladas em forma de filamentos brancos e delicados, ou de bancos espessos, ou de faixas estreitas brancas ou quase brancas. Apresentam aspecto fibroso, ou brilho sedoso, ou ambos.

Os cirros são constituídos de cristais de gelo e, quando o disco solar encontra-se suficientemente elevado na abóbada celeste, são as mais brancas nuvens presentes no céu (Fig. VIII.1). Resultam, com freqüência, da expansão lateral da bigorna (parte superior) de cumulonimbo.

TABELA VIII.2

ETIMOLOGIA DOS NOMES USADOS PARA A CLASSIFICAÇÃO DAS NUVENS.

Termo	Significado	Termo	Significado
<i>altum</i>	elevado	<i>mamma</i>	mama, teta
<i>arcus</i>	arcada, abóbada	<i>mediocris</i>	médio, medíocre
<i>calvus</i>	calvo, desnudo	<i>nebulosus</i>	neblina, nevoeiro
<i>capillatus</i>	cabeludo	<i>nimbus</i>	nuvem que chove
<i>cirrus</i>	mecha de cabelo	<i>opacus</i>	opaco, sombrio
<i>congestus</i>	amontoado, empilhado	<i>pannus</i>	pano, farrapo
<i>cumulus</i>	pilha, acúmulo	<i>perlucidus</i>	translúcido
<i>duplicatus</i>	duplo, duplicado	<i>pileus</i>	barrete, gorro
<i>fibratus</i>	fibroso, filamentoso	<i>præcipitatio</i>	precipitação, queda
<i>floccus</i>	floco, tufo de lã	<i>radiatus</i>	raiado, ter raios
<i>humilis</i>	baixo, pequeno	<i>spissatus</i>	espesso, grosso
<i>fractus</i>	fraturado, rasgado	<i>stratus</i>	estendido, coberto
<i>Incus</i>	bigorna	<i>tuba</i>	tubo, trombeta
<i>Intortus</i>	torcido, torto	<i>uncinus</i>	gancho, garra, unha
<i>lacunosus</i>	lacunoso	<i>velum</i>	vela de navio
<i>lenticularis</i>	lente, lenticula	<i>virga</i>	vara, pau, ramo

FONTE: O.M.M. (1956).

2.1.2 - Cirrostrato (Cs).

Véu nebuloso, transparente e esbranquiçado, com aspecto liso ou fibroso, cobrindo total ou parcialmente o céu e lhe conferindo um aspecto leitoso. A nuvem é constituída por cristais de gelo e pode produzir fenômenos de halo, quando não muito espessa (Fig. VIII.2). Por vezes é tão tênue que sua presença é detectada apenas pela formação do halo. Os cirrostratos não impedem que os objetos expostos ao Sol tenham sombra.

Formam-se devido ao lento movimento ascendente de camadas de ar de grande extensão horizontal, para níveis suficientemente elevados. Podem surgir da junção de cirros ou de cirrocúmulos, bem como da queda de cristais de gelo provenientes destes. Eventualmente, resultam do adelgaçamento de altostrato ou do espraçamento da bigorna de cumulonimbo.



Fig. VIII.1 - Cirros.



Fig. VIII.2 - Cirrostratos.

2.1.3 - Cirrocúmulo (Cc).

Lençol, banco ou camada delgada de nuvens brancas, sem sombra própria, formado de elementos muito pequenos, semelhantes a grãos, rugas ou flocos, ligados ou não, dispostos mais ou menos regularmente e com largura aparente subtendendo, para o observador, um arco inferior a 1° . O lençol pode apresentar bordos fibrosos. Em geral é composto por cristais de gelo, podendo conter gotinhas d'água sobrefundidas que congelam rapidamente. Os elementos constituintes não possuem sombra própria (Fig. VIII.3) e, quando em grande número, podem conferir ao céu o aspecto granular (lembrando pipocas).

Os cirrocúmulos podem surgir em ar limpo ou resultarem da modificação de cirros, cirrostratos ou altocúmulos.

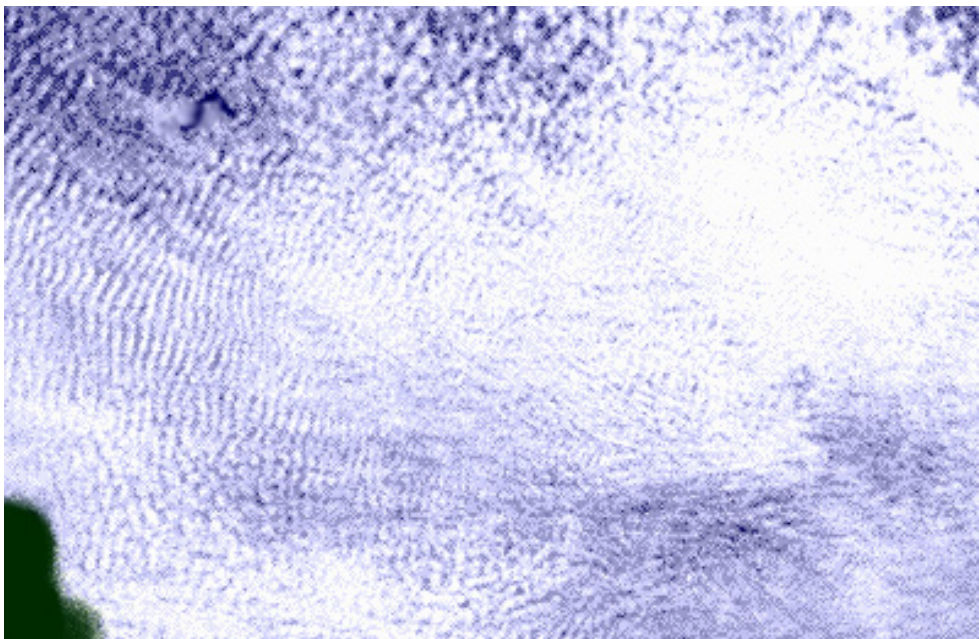


Fig. VIII.3 - Cirrocúmulos

2.1.4 - Altocúmulo (Ac).

Banco, lençol ou camada branca, ou cinzenta, ou parcialmente branca e cinzenta, formada por elementos com o aspecto glóbulos, lâminas, rolos etc., ligados ou não, às vezes parcialmente fibrosos e geralmente com sombra própria. Na maior parte das vezes os elementos atingem uma largura aparente de 1 a 5° , estão regu-

larmente dispostos (Fig. VIII.4) e encontram-se afastados o suficiente para permitirem ver o azul do céu entre eles, quando observados de baixo. Os famosos "carneirinhos do céu" são altocúmulos.

Essas nuvens são compostas por gotas d'água e só raramente (sob temperaturas muito baixas) possuem cristais de gelo. Formam-se nas bordas de uma grande camada de ar em elevação, ou devido à turbulência em níveis elevados da atmosfera ou, ainda, da fragmentação de uma camada de estratocúmulos, ou da transformação de altostratos, de nimbostratos etc.. Finalmente, podem resultar da extensão de cúmulos ou de cumulonimbos.



Fig. VIII.4 - Altocúmulos

2.1.5 - Altostrato (As).

Nuvem, em lençol ou camada, de cor acinzentada ou azulada e aspecto estriado, fibroso ou uniforme, cobrindo total ou parcialmente o céu, mas com porções menos espessas que deixam ver o Sol (Fig. VIII.5), pelo menos vagamente (como através de um vidro fosco).

Os altostratos são constituídos por gotículas d'água e cristais de gelo, podendo conter gotas de chuva ou flocos de neve. Na maioria dos casos resultam da ele-

vação de uma camada de ar bastante extensa. Podem surgir em decorrência do espessamento de um cirrostrato ou do adelgaçamento de um nimbostrato. Na Região Tropical essas nuvens podem ser geradas pelo espraiamento da porção média ou superior de cumulonimbos.



Fig. VIII.5 - Altostratos sobre cumulus humilis.

2.1.6 - Nimbostrato (Ns).

Camada baixa, extensa e cinzenta de nuvens, de aspecto geralmente sombrio, que não permite ver o disco solar (mesmo vagamente) e cuja porção inferior é difusa devido à chuva que cai continuamente. Por baixo da camada são freqüentemente observadas nuvens esfarrapadas, ligadas a ela ou não (Fig. VIII.6).

O nimbostrato é formado por gotículas de água e por gotas de chuva ou, nas regiões frias, por gotas sobrefundidas e cristais de gelo, ou flocos de neve. Em geral, resulta da elevação de uma camada de ar extensa, ou do espraiamento de um cumulonimbo.

Quase sempre provoca redução da visibilidade, devido à chuva.



Fig. VIII.6 - Nimbostrato com precipitação contínua.

2.1.7 - Estratocúmulo (Sc).

Camada ou lençol, de cor cinzenta, esbranquiçada ou ambas, possuindo partes escuras não fibrosas, onduladas, enrugadas, ou em forma de rolos paralelos, massas globulares ou mosaicos, decorrentes da sombra dos elementos que a constituem e que se mostram aglutinados ou não (Fig. VIII.7). Cada elemento possui largura aparente superior a 5° . Há estratocúmulo constituído por um único rolo, com o topo ondulado, ou formado por elementos cumuliformes semelhantes aos de um altocúmulo, porém maiores.

Os estratocúmulos são, quase sempre, compostos por gotículas d'água, acompanhadas ou não por gotas de chuva, produzindo precipitação fraca. Originam-se a partir do crescimento de elementos de altocúmulo, por espalhamento da porção intermediária de cúmulo, por transformação de um nimbostrato ou de um estrato. Surgem, ainda, em ar limpo, sob um nimbostrato ou um altostrato.

2.1.8 - Estrato (St).

Nuvem em geral cinzenta, de base uniforme, suficientemente espessa para ocultar completamente o Sol, algumas vezes de aspecto sombrio, ou mesmo amea-

çador. Também se apresenta como um banco de elementos esfarrapados que mudam constantemente de forma, indicando um estado de transição, durante a gênese ou a dissipação de uma camada de estrato. Em outras ocasiões mostra-se como um lençol tão tênue, que deixa ver nitidamente o contorno do Sol ou da Lua. Não são raros estratos envolvendo o topo de montanhas.

É normalmente formado por gotículas de água e, sob temperatura muito baixa, contém partículas de gelo. Quando produz precipitação, esta é do tipo chuvisco. Eventualmente, a camada nebulosa é muito fina e origina coroa solar ou lunar. Em geral, o estrato se forma por resfriamento de camada atmosférica muito baixa ou por elevação de nevoeiro (decorrente do contacto do ar com a superfície aquecida pelo Sol).



Fig. VIII.7 - Estratocumulos

2.1.9 - Cúmulo (Cu).

Os cúmulos são nuvens isoladas, quase sempre densas e de contornos bem definidos, que lembram montes, torres ou cúpulas, cuja porção superior se assemelha a uma couve-flor (exceto nas formas esfarrapadas). As partes iluminadas pelo Sol são brancas e brilhantes; a base, sensivelmente horizontal na maioria dos casos, é cinzenta ou escura, devido à sombra projetada pelas regiões superiores (Fig. VIII.8 e VIII.9).



Fig. VIII.8 - Cúmulos *humilis*



Fig. VIII.9 - Cúmulos *congestus*.

Os cúmulos são nuvens formadas por gotículas de água, embora as de grande espessura possam conter partículas de gelo na porção superior (quando situada acima da superfície isotérmica de 0°C). Cúmulos bem desenvolvidos são capazes de produzir aguaceiros. Formam-se, freqüentemente, devido às correntes convectivas geradas pelo contacto do ar com a superfície aquecida pelo Sol, ou quando uma massa de ar frio passa sobre uma superfície quente. Pela manhã, sobre o continente, podem ser gerados a partir de um estrato ou de um estratocúmulo. Mais raramente resultam da transformação de um altocúmulo.

2.1.10 - Cumulonimbo (Cb).

Nuvem volumosa, muito densa, de grande desenvolvimento vertical, com a forma de montanha, encimada ou não por uma imensa bigorna ou penacho, cujas extremidades são cirrosas (Fig. VIII.10). Embora a base dessas nuvens esteja bastante próxima da superfície terrestre, seu topo pode alcançar níveis muito elevados. Por isso mesmo os cumulonimbos só são inteiramente observados quando se encontram a considerável distância.

Essas nuvens costumam produzir aguaceiros violentos, acompanhados de relâmpagos e trovões. Algumas vezes produzem granizo ou saraiva. Nas porções inferiores São formadas por gotículas d'água e gotas de chuva; nas porções superiores, existem cristais de gelo, neve e pelotas de gelo.

Quase sempre se originam do desenvolvimento de cúmulos. Ora se apresentam isoladas, ora formando fileiras que se assemelham a grandes muralhas.

2.2 - Descrição das espécies.

As espécies foram definidas para discriminar formas diferentes, levando em conta, por vezes, também o aspecto da nuvem. Uma nuvem só pode ser classificada em um único gênero e uma única espécie, se houver. O fato de um gênero possuir espécies não significa que uma dada nuvem necessita ser enquadrada em uma delas. Quando uma nuvem não puder ser enquadrada em nenhuma espécie, simplesmente não será feita referência alguma à espécie.

2.2.1 - Calvus.

Cumulonimbo em cujo topo já existe gelo, mas sem qualquer parte cirrosa visível.

2.2.2 - Capillatus.

Cumulonimbo que possui em sua parte superior uma nítida estrutura cirrosa, em geral formando uma bigorna, ou penacho (Fig. VIII.10).



Fig. VIII.10 - Cumulonimbus acompanhado de cúmulos *congestus*

2.2.3 - Castellanus.

Nuvens cuja porção superior possui protuberâncias verticais cumuliformes bem desenvolvidas, algumas mais altas que largas, conferindo-lhe o aspecto da muralha de um castelo, com ameias.

2.2.4 - Fibratus.

Cirro ou cirrostrato com elementos em forma de filamentos, retilíneos ou encurvados, cujas extremidades são sempre finas, nunca terminando por penachos ou por ganchos.

2.2.5 - Floccus.

Nuvens que possuem pelo menos um elemento em forma de pequeno tufo ou floco, cuja porção inferior é mais ou menos esfarrapada e pode ostentar uma virga.

2.2.6 - Fractus.

Nuvens com aspecto de um tecido dilacerado, apresentando-se como tiras irregulares ou simplesmente esfarrapadas.

2.2.7 - Lenticularis.

Nuvens em forma de lente, ou amêndoa, muitas vezes com os bordos nítidos e eventualmente apresentando irisações. Sua origem é quase sempre orográfica, mas podem ser vistas na periferia de zonas de precipitação, em regiões sem relevo acentuado.

2.2.8 - Humilis.

Cúmulo com um pequeno desenvolvimento vertical e cuja largura da base (plana) é maior que a espessura (Fig. VIII.8).

2.2.9 - Mediocris.

Cúmulo com desenvolvimento vertical moderado e com os topos contendo pequenas protuberâncias.

2.2.10 - Nebulosus.

Nuvens com aspecto nebuloso, semelhante a um véu sem nenhum detalhe distinto.

2.2.11 - Spissatus.

Cirro muito espesso, com brilho sedoso mas não necessariamente com aspecto fibroso.

2.2.12 - Stratiformis.

Nuvem que se apresenta como um lençol, constituindo uma camada horizontal extensa.

2.2.13 - Uncinus.

Cirro com uma das extremidades terminando por um gancho, ou pequeno penacho não arredondado.

2.3 - Descrição das variedades.

As variedades foram definidas levando em conta o grau de transparência das nuvens ou o arranjo de seus elementos. Por isso, uma nuvem pode ser enquadrada simultaneamente em mais de uma variedade. A indicação da variedade de uma nuvem não é obrigatória.

2.3.1 - Duplicatus.

Nuvens que aparecem em camadas, véus ou bancos estratificados, localizados em níveis ligeiramente diferentes e que podem estar parcialmente fundidas.

2.3.2 - Intortus.

Cirro cujos filamentos estão dispostos muito irregularmente, emaranhados ou em zigzag.

2.3.3 - Lacunosus.

A nuvem apresenta-se em banco, não muito espesso, dispondo de lacunas distribuídas de forma aproximadamente regular.

2.3.4 - Opacus.

Extenso véu, banco ou camada nebulosa cuja espessura é suficiente para impedir que se distinga o disco solar através dele.

2.3.5 - Perlucidus.

Camada, véu ou banco constituído de elementos que deixam entre si espaços, através dos quais é possível ver o céu.

2.3.6 - Radiatus.

Nuvem composta por faixas retilíneas paralelas que, por efeito de perspectiva, parecem convergir para um ponto ou, quando atravessam toda a abóbada celeste, para dois pontos opostos.

2.3.7 - Translucidus.

Camada, véu ou banco cuja espessura, em sua maior parte, é suficientemente pequena para revelar a posição do disco solar.

2.3.8 - Undulatus.

Nuvem composta por elementos alongados e paralelos, fundidos ou separados, sugerindo ondas do mar.

2.3.9 - Vertebratus.

Nuvem cujos elementos, ou filamentos estão dispostos como em uma sucessão de vértebras, ou como uma espinha de peixe.

2.4 - Particularidades suplementares.

As particularidades suplementares referem-se a características muito especiais eventualmente vistas em uma nuvem, ou em nuvens acessórias àquela que está sendo observada.

2.4.1 - Arcus.

Rolo horizontal de bordos mais ou menos desfiados, situado na porção anterior-inferior de alguns cumulonimbos que, quando muito extenso, possui cor escura e aspecto ameaçador.

2.4.2 - Præcipitatio.

Precipitação (chuva, chuveiro, neve, granizo etc.) proveniente de uma nuvem afastada do observador, tendo o aspecto de uma coluna que chega a atingir a superfície (Fig. VIII.11).

2.4.3 - Mamma.

Protuberâncias pendentes da base da nuvem, à semelhança de tetas, ou mamas.

2.4.4 - Incus.

Aplica-se a cumulonimbo cuja porção superior é espreada em forma de bigorna lisa, fibrosa ou estriada.



Fig. VIII.11 - *Præcipitatio* na base de um cumulos.

2.4.5 - Tuba.

Funil, coluna ou tubo que parte da base de um cumulonimbo, mais raramente de um cúmulo, constituindo-se em um turbilhão mais ou menos intenso solo (Fig. VIII.12).



Fig. VIII.12 - Tuba de um tornado.



Fig. VIII.13 - Virgas.

2.4.6 - Virga.

Rastros verticais ou inclinados de precipitação que partem da nuvem mas não chegam a atingir o solo (Fig. VIII.13).

2.4.7 - Pannus.

Nuvem acessória fragmentada ou esfarrapada que aparece por baixo da nuvem que está sendo observada.

2.4.8 - Pileus.

Nuvem acessória que aparece no topo de cúmulo ou cumulonimbo, assumindo a forma de um gorro ou barrete, ligado ou não à nuvem principal. Podem ser observados vários, formando uma pilha.

2.4.9 - Velum.

Nuvem acessória constituindo um véu de grande extensão horizontal, ligada à parte superior de um cúmulo ou cumulonimbo, ou situada um pouco acima. Normalmente o *velum* é atravessado pela nuvem.

2.5 - Nuvens-mãe

Chama-se nuvem-mãe àquela que, modificando sua forma e seu aspecto iniciais, dá origem a nuvem de outro gênero. Para efeito de classificação, a nova nuvem formada é enquadrada no gênero apropriado, seguido do nome do gênero da nuvem-mãe, acrescido do sufixo *genitus*. Por exemplo: *cirro cumulonimbogenitus* designa um cirro gerado por expansão horizontal da parte superior de um cumulonimbo.

3. Distribuição vertical das nuvens.

Determinados gêneros de nuvens têm tendência a ocorrer em certos intervalos de altitude. Com o objetivo de caracterizar melhor essa tendência, a troposfera foi subdividida em três camadas (Tabela VIII.3), cujos limites são aproximados e variam da zona tropical à polar.

Além do que consta da Tabela VIII.3, deve-se mencionar o seguinte:

- os altostratos são encontrados também na camada superior;
- os nimbostratos podem se desenvolver verticalmente atingindo igualmente a camada superior;
- os cúmulos e os cumulonimbos têm suas bases normalmente situadas na camada inferior mas, via de regra, possuem um desenvolvimento vertical tão grande que os topos alcançam as camadas mais acima.

TABELA VIII.3

DISTRIBUIÇÃO VERTICAL MAIS FREQUENTE DAS NUVENS

Camada	Regiões Polares	Regiões Temperadas	Região Tropical	Nuvens de ocorrência mais freqüente
Superior	3 a 8 km	5 a 13 km	6 a 18 km	Ci, Cs, Cc
Média	2 a 4 km	2 a 7 km	2 a 8 km	Ac, As, Ns
Inferior	até 2 km	até 2 km	até 2 km	Sc, St

FONTE: O.M.M. (1956).

4. Nebulosidade.

Denomina-se nebulosidade à fração da abóbada celeste que, em um dado momento, encontra-se encoberta por nuvens. Na prática a nebulosidade é estimada visualmente, imaginando-se todas as nuvens arrumadas juntas e arbitrando-se, aproximadamente, a fração do céu que isto representa. Quando há muitas nuvens presentes é preferível imaginar a fração que seria ocupada pelos espaços não encobertos, caso fossem hipoteticamente agrupados em uma única área.

Durante as noites enluaradas uma estimativa razoável da nebulosidade pode ser obtida pelo mesmo processo. Não havendo o auxílio da luz refletida por aquele satélite, as áreas sem cobertura de nuvens são estimadas levando-se em conta as estrelas visíveis, desde que a transparência da atmosfera o permita.

A nebulosidade é indicada em oitavos ou em décimos de céu encoberto, devendo-se esclarecer qual das duas escalas está sendo usada. Nebulosidade de 4/8 corresponde à metade da abóbada celeste encoberta. O valor zero indica que nenhuma nuvem foi detectada no momento da observação.

5. Pressão de saturação do vapor sobre gotas.

No Capítulo IV foi introduzido o conceito de pressão de saturação do vapor d'água em relação a uma superfície plana de água pura. Para que se abordem os processos físicos que se verificam no interior de uma nuvem, torna-se primeiramente necessário analisar as condições de equilíbrio entre uma superfície não plana de água (especificamente uma gota) e seu vapor.

5.1 - Tensão superficial.

As moléculas integrantes da camada superficial de um líquido possuem propriedades físicas diferentes daquelas que se situam em nível mais profundo. Nas moléculas profundas, a resultante das forças de coesão é nula, o que não acontece naquelas moléculas que se localizam próximo à superfície. Nestas a resultante (F) das forças coercitivas, dirigida para o interior do líquido, será tanto mais intensa quanto menor a profundidade da molécula selecionada (Fig. VIII.14). Para se deslocar do interior do líquido até à camada superficial, qualquer molécula deve realizar um trabalho (contra as forças de coesão), consumindo energia. Quanto mais próxima da superfície for a posição final da molécula, vinda de níveis profundos, maior será a energia requerida à mudança de posição.

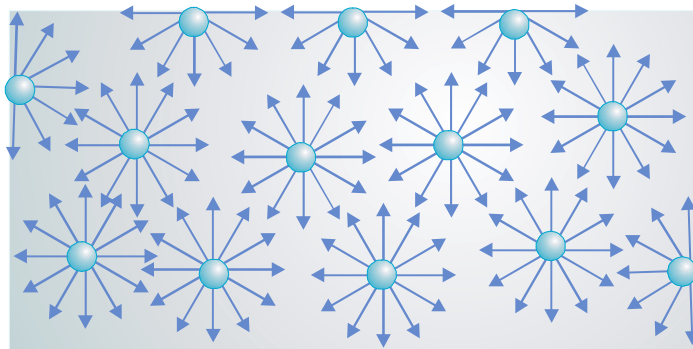


Fig. VII.14 - Forças de coesão em moléculas localizadas a diferentes profundidades num líquido (esquema de Gerthsen e Kneser, 1973).

O aumento da superfície livre de um líquido não se faz por afastamento das moléculas superficiais (distensão da superfície), mas por transferência de mais moléculas procedentes do seu interior. Essa transferência implica a realização de um trabalho contra as forças de coesão. Por isso, as moléculas à superfície do líquido

possuem, em relação às aquelas mais profundas, uma energia potencial acrescida do valor desse trabalho.

Ao trabalho (W) requerido para aumentar de uma unidade de área a superfície (S) livre de um líquido se denomina tensão superficial (σ). Em uma superfície esférica, por exemplo, verifica-se que:

$$d\sigma = dW/dS = dW/d(4\pi r^2) = dW/(8\pi r dr). \quad (\text{VIII.5.1})$$

Observe-se que trabalho por unidade de área tem as mesmas dimensões de força por unidade de comprimento. Assim, a tensão superficial é normalmente expressa em dyn/cm. A tensão superficial da água varia relativamente pouco com a temperatura (Tabela VIII.4) mas é muito sensível à presença de sais ou de outras impurezas dissolvidas.

5.2 - Pressão interna em gotas.

A tensão superficial gera um aumento da pressão interna (p_i) da gota, consequência da compressão que as moléculas periféricas exercem sobre as demais. Pode-se demonstrar que o aumento da pressão interna (p_i) em relação à externa (p_E), a uma dada temperatura, é inversamente proporcional ao raio (r) da gota.

TABELA VIII.4

VARIAÇÃO DA TENSÃO SUPERFICIAL
DA ÁGUA COM A TEMPERATURA.

Temperatura (°C)	Tensão superficial (dyn cm ⁻²)
- 5	76,4
0	75,6
10	74,2
20	72,7
30	71,9
40	69,5
50	67,9
100	51,0

FONTE: Reichardt (1985)

Considere-se uma gota de água pura, esférica, de raio r , em equilíbrio com o

vapor d'água circundante. Considere-se, ainda, essa gota hipoteticamente dividida ao meio por um plano horizontal (Fig. VIII.15) A tensão superficial tenderá a aglutinar os dois hemisférios, exercendo uma força na periferia da secção circular que equivale a $2\pi r \sigma$. Por outro lado, como $p_i > p_e$ a gota tende a "explodir", separando-se os hemisférios sob a ação da força correspondente a $(p_i - p_e)\pi r^2$. A integridade da gota exige que exista equilíbrio entre essas forças, ou seja que $(p_i - p_e) \pi r^2 = 2\pi r \sigma$. Logo:

$$p_i - p_e = 2\sigma/r. \quad (\text{VIII.5.2})$$

Esta relação mostra que a diferença entre as pressões interna e externa é proporcional ao raio da gota, desde que seja mantida constante a temperatura (por causa de sua influência sobre a tensão superficial).

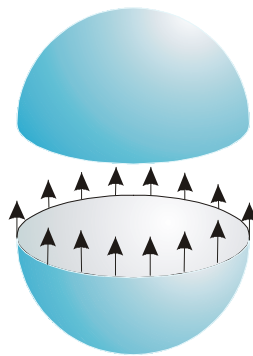


Fig. VII.15 - Esquema de uma gota esférica seccionada. As setas indicam as forças de tensão superficial sobre a metade inferior da gota (Sears e Lee, 1969).

5.3 - Energia associada à variação do volume de uma gota d'água.

É preciso analisar, ainda, o que acontece quando a variação do raio da gota se dá devido à condensação ou à evaporação. Em ambos os processos haverá uma alteração na superfície da gota e, portanto, uma correspondente variação na energia associada à tensão superficial. Essa alteração ($d\varepsilon$) será:

$$d\varepsilon = \sigma d(4\pi r^2) = 8\sigma \pi r dr$$

Mantida constante a temperatura, a alteração do raio da gota implica a alteração de sua massa (dm). Designando por ρ_w a massa específica da água, por $v_w = 1/\rho_w$ o seu volume específico e por V o volume da gota esférica,

$$dm = \rho_w dV = \rho_w d(4\pi r^3/3) = 4\pi \rho_w r^2 dr$$

Dividindo, membro a membro, as duas últimas expressões, obtém-se a variação da energia associada à tensão superficial, por unidade de massa. É claro que:

$$d\varepsilon/dm = 2\sigma/(r\rho_w) = 2\sigma v_w /r \quad (\text{VIII.5.3})$$

5.4 - Equação de Kelvin.

Torna-se ilustrativo analisar a gota d'água e o meio à sua volta como um sistema termodinâmico. Quando se fornece uma quantidade infinitesimal de calor (dq) à gota, à temperatura constante, ela será usada como calor latente de evaporação (L_E), contribuindo para reduzir o volume da gota. A evaporação, por acarretar redução da superfície da gota, tornará $d\varepsilon/dm < 0$. Acontece literalmente o oposto no processo de condensação.

Utilizando a equação que exprime o Primeiro Princípio da Termodinâmica (VI.1.3) verifica-se que, na transição de fase entre os estados líquido (1) e gasoso (2):

$$L_E = u_2 - u_1 + e_g (v_v - v_w) - 2\sigma v_a/r. \quad (\text{VIII.5.4})$$

onde e_g designa a pressão de equilíbrio entre a água (superfície curva da gota) e seu vapor (ambiente circunjacente) e que não é igual à pressão de saturação convencional (e_s , definida em relação à uma superfície plana de água pura. Nessa expressão u indica a energia interna, v_w e v_v representam, respectivamente, o volume específico da água nos estados líquido e gasoso. Todas essas grandezas referem-se à unidade de massa.

Em primeira aproximação assume-se que a mudança de fase da água à superfície de uma gota, em condições naturais, é um processo quase-estático (reversível). Essa hipótese possibilita considerá-lo isentrópico e aplicar o Segundo Princípio da Termodinâmica, na forma da equação VI.2.1, ficando:

$$L_E = T(s_2 - s_1) \quad (\text{VIII.5.5})$$

em que T (K) é a temperatura ambiente e s designa a entropia específica das fases presentes.

As expressões VIII.5.4 e VIII.5.5 podem ser combinadas, encontrando-se:

$$T(s_2 - s_1) = u_2 - u_1 + e_g (v_v - v_w) - 2\sigma v_a/r$$

ou

$$u_2 + e_g v_v - Ts_2 = u_1 + (e_g - 2\sigma/r)v_w - Ts_1 \quad (\text{VIII.5.6})$$

Admita-se, agora, que o raio da gota varie (por evaporação ou condensação), acarretando uma alteração na pressão de saturação em relação à nova curvatura da superfície, sem que se modifiquem as demais variáveis (esse procedimento visa apenas a evitar que sejam tecidas considerações inerentes ao potencial de Gibbs, dispensando incursões mais profundas no âmbito da Termodinâmica).

Os volumes específicos v_w e v_v não se alteram, vez que a temperatura permanece constante. Como consequência:

$$v_v d e_g = v_w d e_g + 2 \sigma v_w dr/r^2.$$

Então:

$$(v_v - v_w) d e_g = 2 \sigma v_w dr/r^2.$$

Considerando que o volume específico do vapor (v_v) é muito maior que o da água (v_w), costuma-se usar a seguinte aproximação:

$$v_v d e_g = 2 \sigma v_w dr/r^2. \quad (\text{VIII.5.7})$$

O volume específico do vapor d'água (v_v) é fornecido pela sua equação de estado [$e = \rho_v RT/M_v$ (equação IV.3.4)] que, usando os símbolos adotados neste capítulo, passa à forma $e_g = (1/v_v) RT/M_v$. Assim:

$$(RT/M_v) d e_g / e_g = 2 \sigma v_w dr/r^2. \quad (\text{VIII.5.8})$$

Integrando-a entre a superfície de uma gotinha (com raio de curvatura r e pressão de vapor e_g) e um ponto distante do espaço adjacente (cujo raio em relação ao centro da gotinha é praticamente infinito e onde a pressão de saturação é e_s), vem:

$$\frac{RT}{M_v} \int_{e_g}^{e_s} d(\ln e_s) = -2 \sigma v_w \int_r^{\infty} d(1/r)$$

Note-se que e_s é o limite de e_g quando r tende ao infinito (pois à medida que o raio de curvatura aumenta, a superfície tende a se tornar plana). Efetuando a integração, advém:

$$\ln(e_g / e_s) = 2 \sigma v_w M_v / (r R T), \quad (\text{VIII.5.9})$$

ou

$$e_g = e_s \exp \{2 \sigma v_w M_v / (r R T)\}. \quad (\text{VIII.5.10})$$

Estas são formas alternativas da equação desenvolvida por Kelvin em 1870 (Bellester, 1975). Analisando-as vê-se que, a uma dada temperatura, a pressão de saturação em relação à superfície curva (e_g) é maior que o valor convencional (e_s), sendo, ainda, inversamente proporcional ao raio da gota (Tabela VIII.5).

Esta conclusão é importantíssima porque conduz a alguns resultados práticos, úteis no estudo da microfísica de nuvens:

- 1 - o ar saturado no sentido convencional não está saturado em relação a uma gotinha de água pura que, portanto, tende a evaporar-se;
- 2 - quando coexistem gotinhas de água pura de diferentes tamanhos, o ambiente circunjacente estará tanto menos saturado quanto menor o raio da gota que se considere. Assim, as gotas menores deverão gradualmente diminuir de tamanho, por evaporação (até desaparecerem), e o vapor d'água liberado irá se condensando na superfície das maiores gotas presentes. Em resumo, as gotas grandes crescem às custas das pequenas!

TABELA VIII.5

PRESSÃO DE SATURAÇÃO DO VAPOR D'ÁGUA (mb) EM FUNÇÃO DO RAIOS DE CURVATURA DE GOTAS ESFÉRICAS DE ÁGUA PURA.

t (°C)	e_s *	RAIO DE CURVATURA DA GOTA (cm)				
		0,001	0,0005	0,0001	0,00005	0,00001
0	6,10780	6,10796	6,10813	6,10943	6,11107	6,12415
1	6,56685	6,56700	6,56715	6,56836	6,56987	6,58195
2	7,05612	7,05627	7,05643	7,05763	7,05914	7,07120
3	7,57732	7,57747	7,57762	7,57882	7,58033	7,59237
4	8,13221	8,13235	8,13250	8,13365	8,13509	8,14660
5	8,72264	8,72279	8,72294	8,72414	8,72564	8,73763
6	9,35056	9,35071	9,35086	9,35205	9,35355	9,36552
7	10,01800	10,01810	10,01830	10,01950	10,02100	10,03290
8	10,72700	10,72710	10,72730	10,72850	10,73000	10,74190
9	11,47980	11,48000	11,48010	11,48130	11,48280	11,49470

* - Valores para superfície plana, calculados pela equação de Tetens (Capítulo IV).

5.5 - Efeito de sais dissolvidos sobre a pressão de saturação.

Na atmosfera as gotículas d'água, em geral, surgem a partir da condensação de vapor na superfície de diminutas partículas de cloreto de sódio (ver tópico seguinte). Na fase inicial de desenvolvimento, portanto, a gotícula é uma esfera de solução salina, altamente concentrada.

Sabe-se que a pressão de saturação é tanto menor quanto maior a concentração da solução salina. Esse efeito é importante em gotinhas com raios de até 2μ , sendo responsável pelo início do processo de condensação quando a umidade do meio adjacente ainda não atingiu à saturação no sentido convencional (umidade relativa do ar inferior a 100%). No entanto, se o raio da gotinha ultrapassar aquele limite, o efeito decorrente da presença do soluto torna-se comparativamente desprezível (Pettersen, 1964), passando a predominar o de curvatura, mencionado no tópico anterior.

6. Formação de gotas d'água e de cristais de gelo na atmosfera.

6.1 - Nucleação homogênea.

Se o ar fosse completamente isento de impurezas, a formação de um simples aglomerado de moléculas d'água (êmbrio) deveria acontecer por colisão seguida da aglomeração de moléculas. Esse processo é referido na literatura como nucleação homogênea.

Levando-se em conta a baixa concentração do vapor d'água em relação aos demais constituintes do ar, a ocorrência de nucleação homogênea é pouco provável, mesmo em ambientes controlados, com umidade relativa bastante superior a 100%. Experiências feitas em câmaras, usando ar filtrado, mostraram que foi necessária uma sobre-saturação de 400% para que ocorresse condensação em torno de íons negativos e de 600% em torno de íons positivos (Peixoto, 1970).

Outro aspecto que torna improvável a nucleação homogênea em condições naturais é que a aglutinação de poucas moléculas não permitiria o desenvolvimento de forças coercitivas suficientes para mantê-las agregadas. Assim, as moléculas mais externas tenderiam a se libertar rapidamente do êmbrio, o que exclui a possibilidade de tais agregados moleculares se formarem lentamente. O surgimento de um êmbrio estável (cujas moléculas não voltassem à fase gasosa), por colisão seguida de aglutinação de um grande número de moléculas, teria de ser praticamente instantâneo, o que é virtualmente impossível de ocorrer na atmosfera.

Segundo Byers (1965), mesmo sob uma sobre-saturação de 200%, à tempe-

ratura de 0°C, por exemplo, um embrio somente se manteria estável se seu raio ultrapassasse 0,00173 μ , o que significa que deveria possuir 714 moléculas. A probabilidade de que tantas moléculas se choquem simultaneamente e se aglutinem é diminuta. Sob umidade da ordem de 400%, para formar um embrio estável com 0,00087 μ de raio, àquela temperatura, seriam requeridas 89 moléculas aglutinadas, o que ainda é pouco provável. É evidente que na atmosfera, onde não ocorrem tais condições de supersaturação, a formação de um embrio por nucleação homogênea está descartada.

6.2 - Nucleação heterogênea.

Diz-se que há nucleação heterogênea quando a condensação (ou a sublimação) do vapor d'água se processa na superfície de partículas não hídricas, solúveis ou não, naturalmente presentes no ar. Tais partículas são genericamente conhecidas como núcleos de condensação ou de sublimação, conforme origem embrios líquidos ou sólidos (gelo). Os núcleos de condensação podem originar gotículas d'água a temperaturas superiores ou inferiores a 0°C (gotas sobrefundidas). Na alta troposfera é comum a existência de gotas d'água sobrefundidas a temperatura tão baixa quanto -10, ou mesmo -40°C.

Na atmosfera existem inúmeros tipos de partículas em suspensão, oriundas do oceano, do próprio solo, de erupções vulcânicas, de meteoritos etc. e, evidentemente, da combustão e de outras atividades humanas (poluição). Quando o processo de condensação (ou de sublimação) se inicia na superfície dessas partículas, costuma-se dizer que elas se tornaram ativas.

Algumas das partículas encontradas na atmosfera são genericamente conhecidas como núcleos de Aitken; têm raios compreendidos entre 0,01 e 0,1 μ e se tornam ativas em condições de sobre-saturação de 0,5 a 2% (no sentido convencional). Partículas maiores, com 0,1 a 3 μ de raio, exigem supersaturações menores que 0,5%. Há, ainda, núcleos gigantes de cloreto de sódio, com cerca de 5 μ de raio, que foram encontrados na proporção de 1000 m⁻³. Os núcleos gigantes começam a se tornar ativos quando a umidade relativa do ar está bem aquém da saturação. Mesmo com 75% de umidade relativa no ar esses núcleos podem manter em equilíbrio gotas de solução com 10 μ de raio (Riehl, 1965). Admite-se que os núcleos de cloreto de sódio são provenientes da evaporação de gotas d'água salgada retiradas ao mar pelo vento. Uma outra categoria importante de núcleos de condensação é representada pelos produtos de combustão. Eventualmente, constata-se a atividade dos poluentes ácidos, altamente higroscópicos.

Ressalta-se que as gotículas só conseguem se manter em equilíbrio quando seus raios atingem um valor mínimo (r), designado por raio crítico, que obedece à

equação de Kelvin (VIII.4.10).

A formação de cristais de gelo por nucleação heterogênea é creditada principalmente à atividade de partículas não solúveis, de origem mineral, destacando-se as argilas.

6.3 - Crescimento de gotas.

Há duas teorias clássicas que procuram explicar o desenvolvimento de gotas ou de cristais de gelo até alcançarem o tamanho com o qual costumam cair à superfície (precipitação). A primeira diz respeito às nuvens frias, isto é, àquelas que estão total ou parcialmente submetidas a temperaturas inferiores a 0°C. A outra aplica-se às chamadas “nuvens quentes”, ou seja, àquelas cuja temperatura é superior a 0°C, comuns na Região Tropical.

A explicação da origem dos produtos de precipitação em nuvens frias foi desenvolvida por T. Bergeron e aperfeiçoada por F. Findeisen (Berry *et al.*, 1945). A teoria de Bergeron-Findeisen se fundamenta no fato da pressão de saturação sobre gelo ser menor que sobre a água sobrefundida. Assim, em uma nuvem fria, onde coexistem gotas d'água e cristais de gelo a temperaturas bem abaixo de 0°C, estes crescem às custas daquelas. Atingindo a um tamanho suficiente o cristal de gelo iniciaria sua queda em direção à superfície.

Admite-se que no início da sublimação alguns cristais possam se fragmentar, passando cada pedaço a atuar como se fora um núcleo de sublimação. Por outro lado, uma vez iniciado o movimento para baixo, os cristais podem atravessar regiões onde a temperatura é superior a 0°C, fundindo-se total ou parcialmente, aglutinando-se a outros ou englobando pequenas gotas encontradas em sua trajetória. Eventualmente são reconduzidos de volta ao topo da nuvem por fortes correntes ascendentes.

No caso das nuvens quentes, o tamanho das gotículas inicialmente aumenta por condensação de mais vapor d'água em sua superfície ou seja, o crescimento resulta somente da difusão do vapor. O aumento do volume é relativamente elevado nessa fase e, mesmo havendo uma sobre-saturação pequena, em pouco tempo alcançam raios de 5 a 10 μ , típicos de uma gotícula de nuvem (Haltiner e Martin, 1957). Acredita-se que, nessa fase inicial, a presença de núcleos higroscópicos e em particular os gigantes, desempenhe um papel muito importante e facilitem o surgimento de gotículas de tamanhos diferentes. Como se sabe, as gotas grandes tendem a crescer às custas das pequenas de mesma concentração salina, devido à diferença da pressão de saturação. O efeito do raio de curvatura, porém, pode ser parcial ou totalmente compensado em virtude da diferença de concentração.

O processo de crescimento apenas por difusão requer cerca de um dia para

que um gotícula possa atingir o tamanho característico de uma gota de chuva (0,5mm de diâmetro). A experiência mostra, no entanto, que uma nuvem quente pode se formar e iniciar precipitação em poucas horas, fato muito comum na Região Tropical, por exemplo. É evidente, portanto, que outros mecanismos devem estar envolvidos no crescimento das gotículas.

As gotículas possuem um movimento desordenado, o que aumenta a probabilidade de colisões, seguidas de aglutinação, processo que se denomina acreação. Esse efeito é maior em nuvens cumuliformes devido à turbulência em seu interior. Por outro lado, gotas grandes desenvolvem velocidade de queda maior e varrem um volume claramente cônico, englobando várias gotículas em sua trajetória. Durante o movimento ascendente, por serem mais pesadas movem-se mais lentamente e podem ser atingidas por gotículas (mais velozes). Duas gotinhas que tenham trajetórias paralelas e próximas são atraídas (pela descompressão do ar que flui entre elas) e tendem a coalescer. O mecanismo de acreação (colisão-coalescência) é importante para explicar o crescimento de gotas, mas sozinho não justifica as chuvas torrenciais.

I. Langmuir desenvolveu uma teoria explicando que, em seu movimento vertical, as maiores gotas normalmente se fragmentavam e as gotinhas resultantes, não tão pequenas, continuavam a crescer por colisão-coalescência com as gotículas circunjacentes, numa verdadeira reação em cadeia (Peixoto, 1970). O efeito multiplicador desse processo seria suficiente para justificar como as nuvens cumuliformes conseguem desenvolver aguaceiros em tão pouco tempo.

7. Estimulação artificial de nuvens.

As nuvens mais propícias à estimulação artificial são precisamente os cúmulos e cumulonimbus. Uma nuvem convectiva (cumuliforme) deve ser entendida como uma fábrica de chuva em potencial. A matéria prima é o vapor d'água e as partículas capazes de se tornarem ativas. Estas são, em geral, tão abundantes na atmosfera que aparentemente não chegam a constituir fator limitante. É, então, o suprimento de vapor d'água que vai condicionar a produção de precipitação. No caso de nuvens cumuliformes em desenvolvimento, o suprimento é o assegurado pela umidade do ar que ascende, penetrando na base da nuvem. Ao atravessá-la, uma considerável quantidade de vapor d'água se condensa, de maneira que o ar estará muito menos úmido ao ultrapassar o topo da nuvem.

Sob o ponto de vista dinâmico, o requisito básico para que essa fábrica funcione é a existência de instabilidade atmosférica, favorecendo o desenvolvimento de correntes ascendentes intensas as quais irão facilitar o crescimento das gotas. Caso não existam mecanismos capazes de assegurar a requerida instabilidade, a nuvem formada certamente não conseguirá produzir precipitação, ou o fará em quantidades

insignificantes. Tampouco haverá precipitação abundante na ausência de um suprimento adequado de vapor d'água.

Diversas tentativas têm sido feitas no sentido de provocar a formação de gotas grandes, capazes de desencadear precipitação. A técnica mais comum, no caso de nuvens quentes, consiste em aspergir nelas (a partir de uma aeronave) grandes gotas de solução salina. A hipótese assumida é a de que tais gotas irão iniciar a reação em cadeia. Em nuvens frias costuma-se efetuar a estimulação mediante a dispersão de neve carbônica (CO₂ congelado), visando à geração de núcleos de sublimação.

A estimulação de uma nuvem com vistas a provocar chuva só tem cabimento em época de estiagem (no período chuvoso não teria sentido algum). Mas, durante esses períodos secos, a chuva torna-se naturalmente escassa ou inexistente justamente porque não há bastante umidade atmosférica, ou existem mecanismos inibidores da instabilidade atmosférica (como a camada de inversão dos ventos alísios, por exemplo), ou ambos os fatores. Na época chuvosa estão espontaneamente satisfeitas essas condições (suprimento de vapor e instabilidade) e é evidente que as nuvens tendem a se desenvolver e, sem nenhuma estimulação, produzem chuva. A questão que se coloca é se o efeito das estimulações consideradas bem sucedidas não teria sido apenas o de antecipar o que iria acontecer naturalmente mais tarde. Aliás, esse é o argumento usado diante dos juizes quando alguém se sente prejudicado pelo fato do vizinho ter recorrido à indução artificial da chuva.

A inoculação de uma nuvem com produtos estimulantes, sem que as condições de suprimento e de instabilidade estejam satisfeitas, no máximo produziria uma quantidade muito pequena de chuva, que nem sempre chega a atingir o solo. Precipitação da ordem de 2 a 5 litros por metro quadrado do terreno, em plena época de estiagem, não parece ter efeitos consideráveis sobre as culturas. Questiona-se, caso a temperatura à superfície do solo seja elevada durante o período não chuvoso, se uma precipitação dessa magnitude efetivamente chega a ser aproveitada, mesmo que parcialmente.

O alto investimento e o elevado custo operacional envolvidos na operação de estimulação de nuvens, aliados à incerteza dos resultados, tornam desaconselhável sua prática como atividade de rotina, atualmente. Iniciativas dessa natureza deveriam ser estimuladas mas permanecendo restritas ao âmbito da investigação científica, até que resultados mais promissores pudessem futuramente ser alcançados, como decorrência natural do desenvolvimento de novas tecnologias.

8. Definição e classificação dos meteoros.

Em Meteorologia o termo meteoro é aplicado à qualquer fenômeno, diferente de uma nuvem, observado na atmosfera ou na superfície terrestre, porém decorrente

da presença da atmosfera (O.M.M., 1970). Esses fenômenos podem resultar de depósitos ou da queda de partículas de natureza aquosa ou não, no estado sólido ou líquido, bem como manifestações óticas, elétricas ou sonoras.

Considerando a constituição e as condições em que se formam, os meteoros podem ser classificados em quatro grupos: hidrometeoros, litometeoros, fotometeoros e eletrometeoros. Esse tópico destina-se tão somente à definição dos principais meteoros. Os mais interessantes serão abordados, com algum detalhe, posteriormente.

8.1 - Hidrometeoros.

Um hidrometeoro é um conjunto de partículas de constituição hídrica, no estado líquido ou sólido, em suspensão ou em queda livre (precipitação) na atmosfera, ou levantadas da superfície terrestre pelo vento, ou depositadas sobre objetos, sobre seres vivos ou no solo. Uma breve descrição dos hidrometeoros mais comuns será feita adiante, segundo o Atlas Internacional de Nuvens.

8.1.1 - Chuva.

Chuva é a precipitação de gotas de água com diâmetro superior a 0,5 cm. Chuvas muito intensas, que normalmente duram pouco, são conhecidas como aguaceiros (as de maior duração são erroneamente chamadas trombas d'água).

8.1.2 - Chuvisco ou garoa.

Precipitação bastante uniforme de gotas de água pequenas (diâmetro inferior a 0,5cm) e muito próximas.

8.1.3 - Geadas.

Depósito de gelo cristalino, sobre superfícies expostas ao ar livre, em forma de agulhas ou de prismas, ramificados ou não, de escamas, ou de leque, resultantes da sublimação do vapor d'água existente no ar adjacente.

8.1.4 - Granizo.

Precipitação de grãos de gelo transparentes ou translúcidos, esféricos ou com forma irregular, com diâmetro geralmente superior a 0,5 cm.

8.1.5 - Neve.

Precipitação de cristais de gelo, em geral ramificados ou estrelados.

8.1.6 - Neve granular.

Precipitação de grãos de gelo achatados e alongados, brancos e opacos, com diâmetro geralmente menor que 0,1 cm.

8.1.7 - Neve rolada.

Precipitação de grãos de gelo, aproximadamente esféricos, brancos e opacos, com diâmetro compreendido entre 0,2 e 0,5 cm.

8.1.8 - Névoa úmida ou bruma.

Suspensão de gotículas de água na camada atmosférica justaposta à superfície da Terra, reduzindo a visibilidade horizontal a não menos que 1 km. É também referida como neblina.

8.1.9 - Nevoeiro.

Suspensão de gotículas de água na camada atmosférica contígua à superfície terrestre, reduzindo a visibilidade horizontal a menos de 1 km (ver tópico 9, adiante).

8.1.10 - Orvalho.

Depósito de gotas, de tamanho variado, nas superfícies expostas ao ar livre (objetos, folhas etc.), devido à condensação do vapor d'água existente no ar límpido adjacente.

8.1.11 - Orvalho gelado.

Depósito branco de gotas de orvalho que congelaram. Difere da geada por não apresentar gelo cristalino.

8.1.12 - Tromba.

Coluna nebulosa em forma de funil que emerge da base de um cumulonimbo, terminando por um tufo de gotículas retiradas da superfície da água, ou de poeira e detritos aspirados do solo. A coluna consiste em um turbilhão de ar muitas vezes violento, que geralmente constitui um tornado. (Fig. VIII.12). A expressão "tromba d'água" não deve ser usada como sinônimo de aguaceiro.

8.1.13 - Saraiva.

Precipitação de glóbulos ou de fragmentos de gelo, isolados ou aglutinados, com diâmetro que pode ultrapassar 5 cm.

8.1.14 - Poalha.

Conjunto de gotículas de água retiradas da superfície da água (normalmente da crista das ondas) por um vento forte e conduzidas a uma pequena distância na atmosfera.

8.1.15 - Tempestade de neve.

Conjunto de partículas de neve retiradas da superfície terrestre por vento suficientemente forte e turbulento.

8.2 - Litometeoros.

Um litometeororo é um conjunto visível de partículas geralmente sólidas e não-aquosas, em suspensão na atmosfera.

8.2.1 - Névoa seca ou bruma seca.

Suspensão, na atmosfera, de partículas microscópicas de natureza não hídrica, suficientemente numerosas para conferir ao ar um aspecto opalescente.

8.2.2 - Fumaça.

Conjunto de partículas oriundas da combustão, em suspensão na atmosfera.

8.2.3 - Tempestade de poeira ou de areia.

Conjunto de partículas de poeira ou de areia, retiradas da superfície por vento forte e turbulento. A tempestade de areia pode limitar-se a uma camada de poucos centímetros acima do solo, ou atingir a centenas de metros.

8.2.4 - Turbilhão de poeira ou de areia.

Conjunto de partículas de poeira ou de areia, quase sempre contendo detritos retirados do solo por um intenso movimento turbilhonar da atmosfera, formando uma coluna rodopiante e aproximadamente vertical, de curta duração. No Brasil são normalmente referidos como redemoinhos de vento.

8.3 - Fotometeoros.

Os fotometeoros são fenômenos luminosos cuja gênese está na reflexão, refração, difração ou interferência da luz solar ou lunar, causada pela presença de partículas de água ou de gelo, em suspensão ou em queda livre na atmosfera.

8.3.1 - Halo.

Fenômeno ótico em forma de colunas, anéis, arcos ou manchas luminosas, coloridos ou não, situados em volta do Sol (Fig. VIII.16) ou da Lua e provocados pela refração ou pela reflexão da luz por cristais de gelo em suspensão na atmosfera. Destacam-se:

- o pequeno halo, constituindo um anel luminoso, cujo raio compreende um ângulo de 22° , o qual, quando policromático, apresenta o bordo interior avermelhado; e
- o grande halo, muito mais raro e de cores menos intensas, cujo raio subtende um ângulo aparente de 46° .

8.3.2 - Arco-íris.

Arco ou arcos concêntricos produzidos pela refração da luz solar ou lunar ao atravessar uma cortina de gotas d'água (chuva, chuvisco, ou nevoeiro), contendo as mesmas cores do espectro da radiação visível.



Fig. VII.16 - Halo solar

O arco-íris primário representa uma faixa com raio subentendendo um arco aparente de 40° (interno) a 42° (externo). A cor vermelha encontra-se na parte interna e a violeta na periferia. O arco-íris secundário, com cores menos intensas, tem o vermelho no interior (raio de 52°) e o violeta na parte externa (raio de 54°) do arco.

8.3.3 - Glória.

Um ou mais anéis coloridos vistos por um observador em torno de sua sombra projetada sobre uma nuvem ou em um nevoeiro. Também pode ser vista em torno da sombra projetada por um avião sobre as nuvens existentes abaixo dele.

A sombra de um objeto, quando projetada sobre uma nuvem ou em um nevoeiro próximo, parece bastante ampliada e recebe o nome de espectro de Brocken, estando ou não rodeada por glória.

8.3.4 - Coroa.

Um ou mais arcos concêntricos, coloridos, relativamente pequenos, centrados no Sol ou na Lua.

8.3.5 - Irisação.

Manchas coloridas, geralmente verdes ou róseas, em tons suaves, vistas em nuvens.

8.4 - Eletrometeoros.

Chama-se eletrometeoro à uma manifestação visível ou audível, causada pela eletricidade atmosférica.

8.4.1 - Aurora polar.

Fenômeno luminoso, freqüentemente colorido, em forma de cortina, mancha, faixa ou arco, que aparece na alta atmosfera das regiões polares e adjacências, provocado pela ionização de gases submetidos ao bombardeio de partículas subatômicas provenientes do Sol.

8.4.2 - Trovoada.

Uma ou mais descargas elétricas muito fortes e bruscas, caracterizadas por um intenso clarão (relâmpago) seguido de um estrondo seco ou ribombar surdo (trovão). A descarga elétrica pode ocorrer da nuvem para a superfície, entre partes diferentes da nuvem, da nuvem para o ar circunjacente, ou da superfície para a nuvem.

Quando a descarga elétrica atinge o solo, pode causar a fusão do material que, após resfriado, constitui um conglomerado sólido: o corisco.

8.4.3 - Fogo de Sant'Elmo.

Descarga elétrica fraca, mais ou menos contínua, de coloração azulada, que flui da extremidade de um objeto (pára-raio, mastro de navio, ponta das asas de aeronaves) para a atmosfera.

9. Formação de nevoeiros.

Os nevoeiros sempre caracterizam uma condição de risco em relação ao transporte terrestre e à navegação marítima e aérea, exatamente por causarem redução da visibilidade. São nocivos à agricultura na medida em que sua presença assegura condições de umidade elevada muito favoráveis ao desenvolvimento de

certos patógenos. Em áreas industriais, a formação de nevoeiros pode representar sérios riscos à saúde, ou mesmo à vida, pelo fato de estarem contaminados com resíduos tóxicos. Por essas razões torna-se interessante conhecer os principais processos responsáveis por sua formação.

9.1 - Nevoeiro de radiação.

Os nevoeiros de radiação, os mais comuns, são assim chamados porque sua gênese é devida ao arrefecimento noturno do solo por emissão de energia radiante. O ar, em contacto com o solo arrefecido, perde calor por condução, tornando-se mais frio que a camada atmosférica imediatamente acima. Próximo à superfície, portanto, a temperatura do ar aumenta com a distância ao solo, estabelecendo-se uma inversão térmica a uma certa altura. Abaixo do nível de inversão a camada atmosférica é, por conseguinte, estável. O resfriamento, se suficiente para ultrapassar a temperatura do ponto de orvalho, provocará condensação de vapor.

Nevoeiros desse tipo se formam em noites sem nuvens, ou com poucas nuvens altas, condição necessária ao rápido resfriamento do solo por irradiação. A presença de nuvens inibe o arrefecimento noturno, face ao efeito de estufa. Além disso, é requerida a presença de vento, não muito forte, capaz de gerar alguma turbulência, ampliando a espessura da camada resfriada e, portanto, aumentando a espessura do nevoeiro. Caso não haja vento, haverá formação de orvalho (se a temperatura à superfície for superior a 0°C) ou de geada (se inferior a 0°C). Por outro lado, se o vento for bastante forte, a camada de inversão pode ser suficientemente elevada dando margem à formação de estratos baixos.

Nas áreas com acentuada poluição atmosférica, a presença de resíduos industriais higroscópicos tende a antecipar a formação dos nevoeiros de radiação e a retardar sua dissipação, face à maior quantidade de substâncias dissolvidas nas gotas. Como agravante, a inversão térmica bloqueia a difusão dos poluentes, aumentando drasticamente sua concentração na camada justaposta ao solo. A presença desses poluentes é facilmente identificável, pois o Sol, quando visto através do nevoeiro, apresenta-se avermelhado. Nas áreas não poluídas o Sol mostra-se esbranquiçado.

Em regiões de acentuada topografia, o ar que se resfria em contacto com o solo tende a escoar pelas encostas e a se acumular nos vales, aumentando ali a probabilidade de ocorrência de nevoeiros de radiação.

Esse tipo de nevoeiro não se forma sobre o oceano, já que a superfície da água não se resfria tão rapidamente.

9.2 - Nevoeiro de advecção.

Os nevoeiros de advecção surgem quando ar úmido escoar sobre uma superfície fria (solo ou água). O ar, perdendo calor por condução para a superfície, se arrefece de baixo para cima o que propicia a formação de uma camada atmosférica estável, justaposta à superfície. Se há vento fraco a diferença entre a temperatura do ar e a da superfície tende a diminuir e o resfriamento atinge apenas a uma camada atmosférica bastante delgada. Havendo vento um pouco mais forte, a mistura turbulenta do ar inibe o equilíbrio térmico mas aumenta a espessura da camada resfriada. Como no caso anterior, o aparecimento do nevoeiro acontecerá quando a temperatura dessa camada tornar-se inferior à do ponto de orvalho inicial.

9.3 - Nevoeiro orográfico.

Um nevoeiro pode surgir quando ar úmido e estável se eleva ao longo de uma encosta, expandindo-se (e, por conseguinte, se resfriando) adiabaticamente. Se o aclave for suficientemente extenso, o ar ascendente se tornará saturado a uma certa altura. A partir desse nível, até o topo da elevação, haverá um nevoeiro.

10. Formação de orvalho e de geada.

Quase sempre a formação de orvalho se dá devido ao arrefecimento do solo por radiação, na ausência de vento. A camada de inversão torna-se, assim, muito delgada e a condensação do vapor d'água ocorre diretamente sobre a superfície das folhas e dos objetos expostos ao ar livre. Se o arrefecimento noturno for bastante acentuado para que sejam atingidas temperaturas inferiores a 0°C, haverá sublimação do vapor e, conseqüentemente, surgirá a geada: depósitos de cristais de gelo.

É possível ocorrer inicialmente a formação de orvalho, seguindo-se a sua solidificação e subsequente formação de geada. Como o ar frio tende a escoar para os vales, o risco de geada em terrenos baixos é substancialmente maior que nos planaltos e nas encostas. Em certas situações a umidade do ar é insuficiente para originar quaisquer depósitos de gelo. No entanto, se são atingidas temperaturas inferiores a 0°C durante a madrugada, o protoplasma das células de algumas plantas, especialmente aquelas nativas de regiões tropicais, pode congelar, o que acarreta a ruptura da membrana celular. Ao raiar do dia, com o aquecimento provocado pelo Sol, a temperatura volta a se elevar e as plantas se apresentam parcial ou totalmente necrosadas, evidenciando a morte dos tecidos atingidos. Esse fenômeno, bastante temido pelos agricultores do sul do país, é vulgarmente conhecido como geada negra.

11. Desenvolvimento de uma trovoadá.

Uma trovoadá é constituída por um conjunto de "células convectivas" (cumulonimbos), em diferentes estágios de desenvolvimento. Ocasionalmente, há apenas uma dessas células.

O ciclo evolutivo de uma célula convectiva de trovoadá é dividido em três estágios que, segundo Hiel (1965), são: estágios de cúmulo, de maturidade e de dissipação.

No estágio inicial a célula convectiva trata-se de um simples cúmulo em crescimento, com acentuadas correntes convectivas ascendentes (Fig. VIII.17), cuja velocidade varia de 1 a 2 m s⁻¹, na base, até cerca de 10 m s⁻¹ nas vizinhanças do topo. O conteúdo de água no interior da nuvem também aumenta da base para o topo. Percebe-se claramente o crescimento, observando-se a rápida formação de torres que surgem e logo depois se abatem, sendo substituídas por outras maiores, que também se abatem mas atingindo um nível mais elevado que o anterior e, assim, sucessivamente. Nessa fase do desenvolvimento não ocorre precipitação.

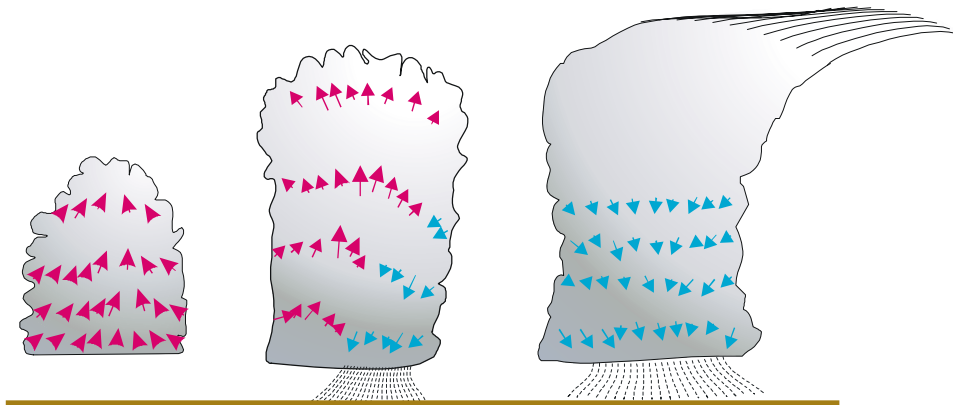


Fig. VII.17 - Estágios de desenvolvimento de uma célula de trovoadá (as setas representam o movimento vertical do ar).

O início do estágio de maturidade é considerado ocorrer quando a precipitação (do tipo aguaceiro) atinge à superfície. Nessa fase coexistem correntes ascendentes e subsidentes muito intensas no interior da nuvem. O aumento da frequência de relâmpagos e trovões denuncia o clímax da atividade da célula convectiva neste estágio.

Durante a fase de dissipação a intensidade da precipitação diminui, ficando progressivamente mais raras as descargas elétricas. O topo do cumulonimbo apre-

senta nitidamente o aspecto cirroso. No interior da nuvem existem apenas correntes subsidentes, mais acentuadas na porção central da base, onde a velocidade vertical alcança valores da ordem de 3 m s^{-1} . A chuva passa de moderada a fraca e toda a nuvem começa a se desagregar.

Não estão totalmente esclarecidos os processos físicos responsáveis pela acumulação de cargas elétricas diferentes no interior da nuvem, responsável pela gênese das descargas elétricas. Em geral a base do cumulonimbo está carregado negativamente, enquanto no topo verifica-se uma concentração de cargas positivas. Há nuvens, porém, cujo campo elétrico está invertido, isto é: a base é que se apresenta positivamente carregada. Em outras situações a concentração de carga negativa acontece na parte central da nuvem, enquanto a base e o topo estão carregados positivamente. A superfície terrestre sob a nuvem possui carga elétrica de sinal contrário àquela que se verifica em sua base.

Imediatamente antes de uma descarga (relâmpago) o gradiente de potencial elétrico é da ordem de 3000 volts por centímetro e uma única descarga envolve milhões de volts. Estima-se que uma célula de trovoadas pode dissipar, em média, um milhão de kilowatts. Ao longo do percurso da descarga, o ar é subitamente aquecido a cerca de 15000°C (Miller, 1966) o que provoca sua expansão violenta e desencadeia a onda sonora (trovão). As descargas se processam invariavelmente, partindo do local de maior concentração de carga negativa.

12. Pluviometria

Chama-se pluviometria (do latim *pluvia*, que significa chuva) à quantificação das precipitações. Em se tratando de precipitações sólidas (neve, por exemplo) essa quantificação é feita provocando-se antes a fusão do gelo.

A quantidade de precipitação é normalmente expressa em termos da espessura da camada d'água que se formaria sobre uma superfície horizontal, plana e impermeável, com 1m^2 de área. A unidade adotada é o milímetro, que corresponde à queda de um litro de água por metro quadrado da projeção da superfície terrestre. De fato,

$$1 \text{ litro/m}^2 = 1 \text{ dcm}^3/100\text{dcm}^2 = 0,1\text{cm} = 1 \text{ mm.}$$

Uma precipitação de 60mm equivale à queda de 60 litros de água por metro quadrado de projeção do terreno (600.000 litros por hectare).

A precipitação é ainda caracterizada por sua duração (diferença de tempo entre os instantes de início e término) e por sua intensidade, definida como a quantidade de água caída por unidade de tempo e usualmente expressa em mm por hora

(mm h⁻¹).

Os instrumentos de leitura direta, usados para quantificar a precipitação são chamados pluviômetros (ou udômetros); aos registradores chamam-se pluviógrafos (ou udógrafos). A grande vantagem destes, sobre os primeiros é possibilitar a determinação da intensidade e da duração da precipitação.

12.1 - Pluviômetros.

Um pluviômetro é basicamente constituído por um cilindro com fundo afunilado, denominado coletor (Fig. VIII.18), que faz escoar a água nele caída até um reservatório. A superfície delimitada pelo bordo do coletor define a área de captação do pluviômetro que, dependendo do modelo, situa-se entre 200 e 500 cm² e deve ser conhecida com erro não superior a 0,05%. A forma cilíndrica do coletor é a mais recomendável por oferecer idênticas condições de exposição ao vento, qualquer que seja a direção deste nas vizinhanças imediatas do instrumento. Seu bordo, bastante robusto para evitar deformações, é chanfrado, com a parte inclinada para fora (Fig. VIII.18), minimizando a penetração de respingos provenientes das gotas que se chocam com ele. Por outro lado, as gotas que atravessam a área de captação, colidem com a superfície do funil e geram respingos que não devem se perder. Para assegurar isso, o coletor precisa ser bastante profundo.

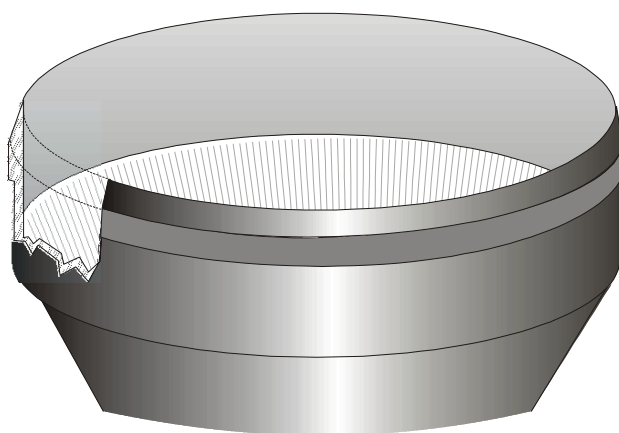


Fig. VII.18 - Detalhe do coletor de um pluviômetro.

Dependendo do intervalo de tempo recomendado para as leituras (quase sempre função apenas da capacidade do recipiente de armazenagem), os pluviôme-

tros são ditos ordinários ou totalizadores.

12.1.1 - Pluviômetros ordinários.

Os pluviômetros ordinários, como os modelos de Helmann (Fig. VIII.19) e *Ville de Paris* (Fig. VIII.20) possuem reservatórios normalmente capazes de acumular a precipitação ocorrida em 24 horas, exceto sob situações de excepcional abundância de chuva. No primeiro modelo o coletor está montado sobre uma câmara aonde fica o recipiente destinado à armazenagem da água de origem pluvial, protegida da radiação solar (Fig. VIII.19). No outro, o próprio corpo do instrumento exerce o papel de depósito (Fig. VIII.20), existindo uma torneira de drenagem, na parte inferior, que permite coletar a água acumulada para medição. Com o passar do tempo, essa torneira costuma apresentar vazamentos que, não sendo detectados logo, passam a constituir uma séria fonte de erro.

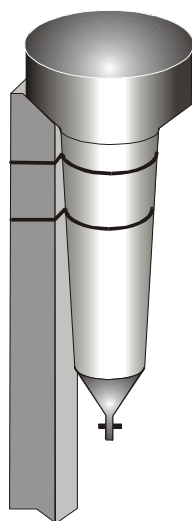


Fig. VIII.19 - Pluviômetro *Ville de Paris*

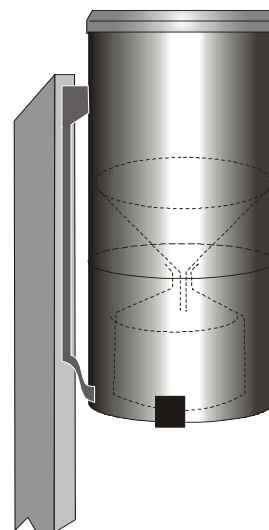


Fig. VIII.20 - Pluviômetro de Helmann

É conveniente que os pluviômetros ordinários sejam confeccionados em aço inoxidável, tanto por reduzir o risco de corrosão, como para refletir melhor a radiação solar (cuja absorção faz aumentar as perdas por evaporação no intervalo de tempo entre a precipitação e a leitura).

12.1.2 - Pluviômetros totalizadores.

Os pluviômetros totalizadores são semelhantes aos ordinários, possuindo, no entanto, um reservatório amplo, para acumular o produto das precipitações que se verificam em uma semana, em um mês ou mesmo em vários meses consecutivos (Fig. VII.21). Com o objetivo de minimizar a evaporação os reservatórios são habitualmente mantidos enterrados. Além disso, uma pequena quantidade de óleo é introduzida no reservatório, passando a constituir uma película anti-evaporante.

Alguns modelos possuem reservatório com capacidade para acumular apenas a água correspondente a 10mm de chuva. Esse reservatório é dotado de um sifão, que o esvazia automaticamente quando cheio, além de uma bóia. Uma haste fixa na bóia faz acionar um contador mecânico, o qual indica o número de vezes que ocorreu a sifonagem. Por ocasião da leitura, a água residual existente no reservatório é quantificada por diferença, medindo-se o volume requerido para acionar novamente o sifão.

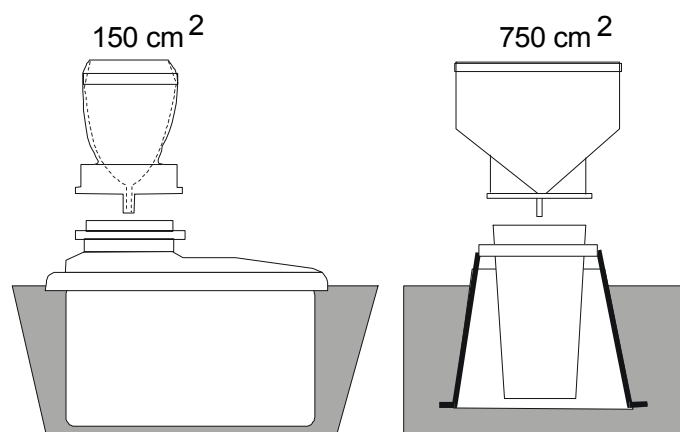


Fig. VIII.21 - Esquemas de pluviômetros totalizadores com coletor intercambiável de 150 e 750 cm² de área de captação.

12.1.3 - Determinação da água acumulada em pluviômetros.

Existem basicamente três processos para quantificar a água acumulada em um pluviômetro: usar uma proveta especialmente graduada, uma régua, ou uma balança.

Uma proveta capaz de indicar a quantidade de água acumulada em um dado pluviômetro, diretamente em milímetros de precipitação (1/m²), chama-se proveta pluviométrica (Fig. VIII.22). A graduação da escala dessa proveta leva em conta sua área de

secção reta, bem como a do coletor do pluviômetro. Desse modo, uma dada proveta pluviométrica somente pode ser usada em instrumentos que tenham área de captação igual àquela considerada para definir a sua escala.

Sendo R o raio da secção reta do bordo do coletor, o espaçamento entre cada intervalo da escala, equivalente a 1mm de precipitação, é dado por $(R/r)^2$, em que r é o raio da secção reta da proveta. Buscando maior precisão nas leituras, quando acontecem precipitações de pequena magnitude, as provetas pluviométricas possuem fundo cônico (Fig. VIII.22), tornando maior o espaçamento entre os traços da escala equivalentes aos primeiros décimos de milímetro.

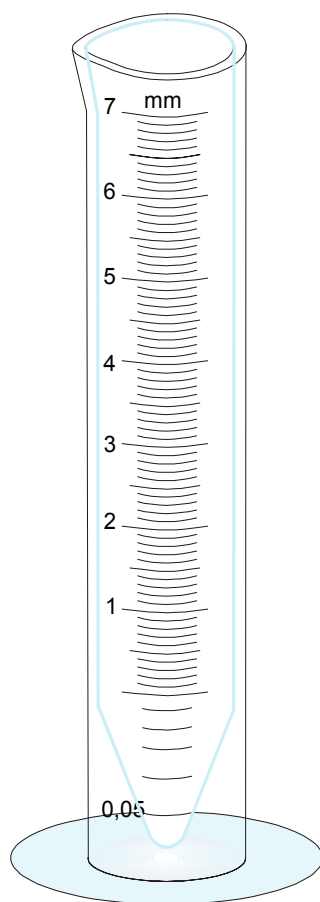


Fig. VIII.22 – Proveta pluviométrica.

Para efetuar a determinação da chuva, a água acumulada no reservatório do pluviômetro deve ser previamente transferida à proveta. A quantidade de precipitação é indicada, sobre a escala, usando-se como referência o plano tangente ao menisco da coluna líquida, mantendo-se a proveta perfeitamente a prumo.

Uma régua pluviométrica é uma escala que se mergulha verticalmente no vasilhame contendo a água oriunda do pluviômetro. As régua pluviométricas são confeccionadas em material de baixa capilaridade. Na graduação da escala de uma régua pluviométrica são levadas em conta as áreas das secções retas do vasilhame (πr^2), da própria régua (s) e do coletor (πR^2). A distância (h) entre dois traços consecutivos da escala, equivalentes à variação de 1mm de precipitação, será:

$$h = \pi R^2 / (\pi r^2 - s) \quad (\text{VIII.12.1})$$

O terceiro método de se determinar a precipitação é por pesagem da água coletada. Embora muito mais exato, tem o inconveniente de exigir uma balança de precisão.

12.2 - Pluviógrafos.

Os registradores de precipitação também estão dotados de um coletor que apara o produto das precipitações e o transfere à unidade sensível. Possuem, ainda, um mecanismo de registro capaz de traçar a curva representativa da evolução da chuva com o tempo, sobre um diagrama apropriado: o pluviograma (Fig. VIII.23). Nestes a escala horizontal corresponde ao tempo e a vertical é graduada em milímetros de lâmina d'água.

Os modelos comentados a seguir, diferindo quanto ao princípio de funcionamento, são os mais difundidos. Para maiores detalhes, inclusive operacionais e de calibragem, pode-se consultar Verejão-Silva (1982).

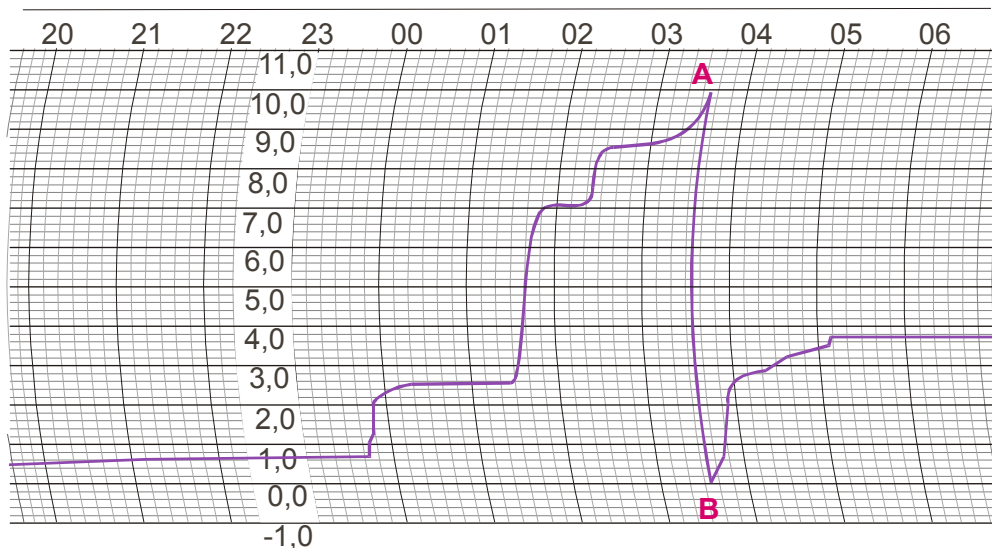


Fig. VIII.23 - Parte de pluviograma usado. A linha A-B corresponde a uma sifonagem; as horas estão indicadas no alto; a escala vertical está em milímetros pluviométricos.

12.2.1 - Pluviógrafo de bóia.

Nos pluviógrafos de bóia (Fig. VIII.24) a água que procede do coletor é acumulada em uma cisterna cilíndrica, provida de uma bóia e de um sifão. A acumulação da água na cisterna desloca a bóia para cima e uma haste solidária a ela move o sistema

de alavancas que aciona a pena registradora. Quando a cisterna enche, o sifão entra em funcionamento, esvaziando-a, o que faz retornar a pena ao nível zero da escala gravada no pluviograma. Deve-se notar que, nos pluviógrafos desse tipo, toda a precipitação que se verifica durante o intervalo de tempo necessário à sifonagem, deixa de ser computada.

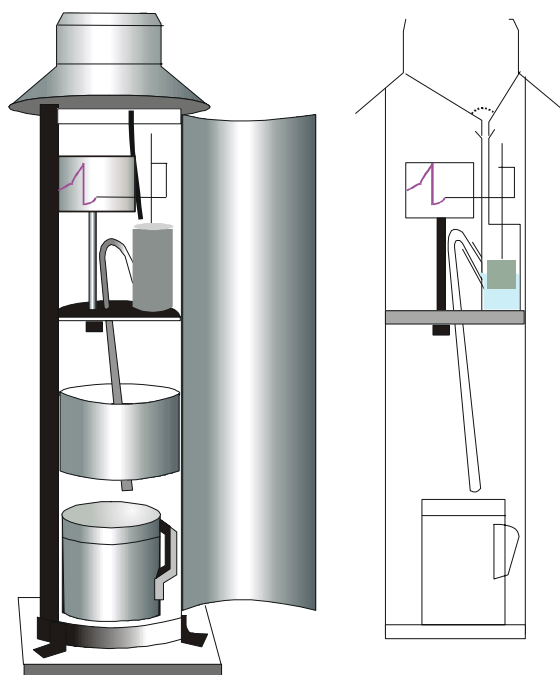


Fig. VIII.24 - Pluviógrafo de bóia e respectivo esquema de registro e acumulação de água.

11.2.2 - Pluviógrafos de balança.

A unidade sensível dos instrumentos desse tipo consiste em uma balança auto-equilibrada (Fig. VIII.25). Um dos braços dessa balança contém uma cisterna dotada de sifão, a qual recebe a água proveniente do coletor; o outro possui duas massas de compensação que regulam os limites superior e inferior do curso da pena registradora sobre o diagrama (o qual equivale à amplitude de oscilação da balança). Quando a cisterna começa a receber água, desequilibra a balança e provoca o deslocamento da haste da pena que traça uma linha sobre o pluviograma. No instante em que a cisterna enche, o sifão se encarrega de esvaziá-la, automaticamente, voltando a balança ao estado original de equilíbrio e a pena ao nível zero da escala impressa no pluviograma.

O mesmo erro instrumental mencionado no pluviógrafo de bóia acontece no pluviógrafo de balança, ou seja, a precipitação que ocorre durante a sifonagem não é computada. Um detalhe importante é que, após a sifonagem, uma certa quantidade de água permanece na cisterna, constituindo um lastro. Quando da calibragem do pluviógrafo, a pena registradora deverá estar indicando o valor zero com o lastro presente. É claro que, após um período sem chuva, o próprio lastro evapora e a pena registradora passa a indicar um valor inferior a zero.

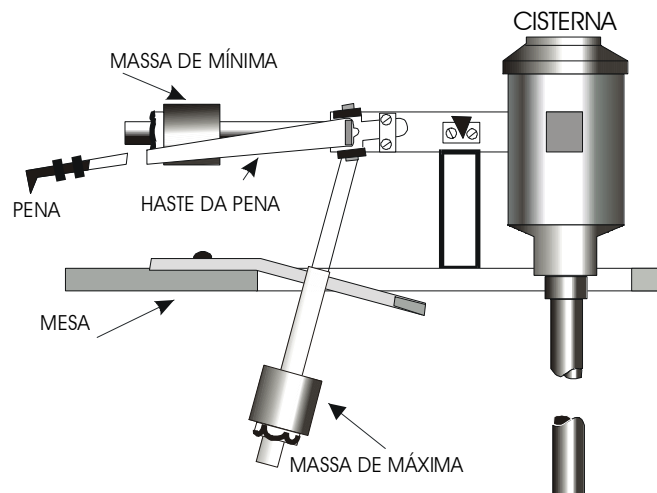


Fig. VIII.25 - Detalhe da unidade sensível do pluviógrafo de balança.

11.2.3 - Pluviógrafo basculante.

No caso do pluviógrafo basculante a água oriunda do coletor cai em um recipiente de perfil triangular, dividido em dois compartimentos, simétricos em relação ao eixo transversal que o apóia (Fig. VIII.26). Apenas um dos compartimentos recebe água de cada vez. Quando esse compartimento enche, o recipiente como um todo tomba para o lado e a água nele contida escoa, enquanto o outro compartimento passa a encher.

O movimento em balsa do recipiente alterna o enchimento dos compartimentos, cuja capacidade é normalmente de 0,1mm de precipitação. Note-se que, também nesse tipo de pluviógrafo, há um erro instrumental que pode ser apreciável, especialmente quando a precipitação for intensa. De fato, o recipiente consome um certo tempo para se mover e, durante a metade dele, a água continua a cair no compartimento que, estando cheio, começa a se esvaziar. Essa água, portanto, não é levada em conta para fins de registro.

Na parte inferior do recipiente há uma haste que sustenta um ímã. Este se move

sobre uma ampola na qual há um interruptor magnético. Assim, o movimento do recipiente desloca o ímã para a esquerda ou para a direita e sua passagem acima da ampola aciona o circuito elétrico que faz movimentar a pena registradora a qual traça sobre o pluviograma, não uma curva contínua, mas uma série de degraus. Aliás, esta é outra desvantagem dos pluviógrafos do tipo basculante: seu registro é discreto.

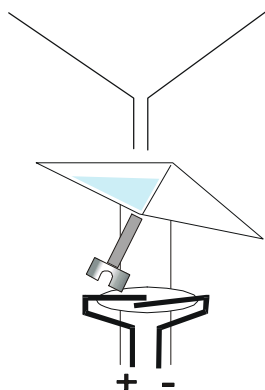


Fig. VIII.26 - Unidade sensível do pluviógrafo basculante. Quando o recipiente oscila, o ímã passa sobre a ampola de vidro e atrai um dos terminais do interruptor, fechando o circuito.

13. A média temporal de totais pluviométricos.

Uma das técnicas mais comuns para se visualizar a distribuição espacial da chuva observada em um dado intervalo de tempo é a construção de linhas que unam pontos de igual valor médio dos totais pluviométricos. Tais linhas são chamadas isoietas médias. Em geral, são traçadas diferentes cartas, contendo isoietas médias mensais (para janeiro, fevereiro,... e dezembro) e anuais, relativas a um período de 30 anos ou mais de registros contínuos. A construção dessas linhas sobre uma carta geográfica leva em conta a influência da orografia sobre a precipitação, não sendo possível adotar apenas interpolações simples.

Estatisticamente, a média constitui um bom estimador do valor mais freqüente do total de chuva apenas nos casos em que os elementos da amostra disponível se ajustem bem a um modelo simétrico de distribuição. De fato, se a distribuição dos dados seguir o modelo gaussiano (distribuição normal), a média, a moda e a mediana da amostra coincidem. Nesse caso, a média representa o valor mais provável (moda) e, ainda, divide simetricamente a amostra (mediana). Assim, 50% dos valores esperados encontram-se abaixo da média e 50% acima dela. O emprego de isoietas médias (men-

sais ou anuais) conduz o leitor a assumir, implicitamente, que o total de precipitação esperado em um dado mês ou ano não deve se afastar muito do correspondente valor médio. Em outras palavras, o leitor menos avisado é conduzido a aceitar que as isoietas médias representam uma configuração não muito afastada do campo pluviométrico real.

Quando se analisa a distribuição temporal de totais mensais de precipitação, especialmente numa região semi-árida, evidencia-se uma flutuação muito acentuada. Nessas áreas, é comum ao desvio-padrão representar 25%, 30% ou mais do correspondente valor médio. Tal circunstância torna a média aritmética de totais (mensais ou anuais) uma estatística muito pobre para fins de planejamento ou de execução de qualquer atividade que dependa de estimativas da chuva esperada. Em um ano, pode chover bastante em um dado mês e, noutro ano, praticamente nada, naquele mesmo mês.

Uma análise estatística mais profunda permite verificar, ainda, que a distribuição dos totais pluviométricos é assimétrica, ou seja: que a média, a moda e a mediana não são coincidentes, sendo, em geral, a moda menor que a média. Exemplos desse comportamento constam da TABELA VIII.6, para o total pluviométrico acumulado nos três meses consecutivos mais chuvosos, em diferentes postos do Estado de Pernambuco. A despeito desses fatos (elevada variância e uma distribuição não simétrica), as médias dos totais pluviométricos continuam sendo largamente usadas nessas regiões, como se fossem representativas.

Quando os totais pluviométricos se distribuem assimetricamente, como acontece em zonas semi-áridas, então a média pode se afastar bastante da moda e, portanto, deixa de constituir um bom estimador do valor mais provável. Seja, por exemplo, a seguinte série hipotética de totais pluviométricos para o mês k, em um dado local: 0, 0, 0, 30, 0, 0, 0, 0, 30 e 0 mm. A média será, obviamente, 6 mm mas a moda é virtualmente nula. Ao se adotar a média como referência, para fins de cômputo do total de chuva esperado com maior freqüência (moda), nesse local, assume-se uma hipótese demasiadamente otimista.

Nas áreas semi-áridas em geral e no Nordeste do Brasil em particular, evidencia-se a conveniência de abandonar, em caráter definitivo, a utilização tão comum da média como valor representativo do total (mensal ou anual) de chuva "normal". Sugere-se adotar a moda ou totais pluviométricos associados a níveis selecionados de probabilidade, segundo um modelo de distribuição ajustado à série pluviométrica disponível.

13.1 - O modelo probabilístico gama.

A distribuição gama incompleta (assim chamada porque somente é definida para valores superiores a zero) tem sido insistentemente apontada como o modelo probabilístico mais conveniente para representar a distribuição dos totais mensais de precipitação em regiões semi-áridas (Hargreaves, 1973; Azevedo, 1974; Mosiño e Miranda,

1979; Nimer, 1979; Mosiño e Garcia, 1981; Varejão-Silva *et al.*, 1984; Silva, 1985). Aliás seu emprego pode ser generalizado, haja vista que a distribuição normal é um caso particular da gama.

TABELA VIII.6

NÚMERO DE ANOS COMPLETOS (N), MÉDIA (X), MODA (Y), QUOCIENTE (QUOC.) DA MÉDIA SOBRE A MODA, MAIOR (Max.) E MENOR (Min.) TOTAIS REGISTRADOS E O DESVIO-PADRÃO (d. p.) DO TOTAL PLUVIOMÉTRICO ACUMULADO NOS TRÊS MESES CONSECUTIVOS MAIS CHUVOSOS, EM DIFERENTES POSTOS PLUVIOMÉTRICOS DE PERNAMBUCO.

Município (Posto Pluviométrico)	N	Média X (mm)	Moda Y (mm)	Quoc. X/Y	Max. (mm)	Min. (mm)	d. p. (mm)
A. da Ingazeira (A. da Ingazeira)	69	409,8	316,9	1,29	931,4	95,6	188,8
Águas Belas (Águas Belas)	63	329,9	278,0	1,19	700,0	80,5	121,0
B. S. Francisco (B. S. Francisco)	76	289,6	221,9	1,31	710,6	41,0	133,9
Betânia (Betânia)	54	327,7	274,5	1,19	716,6	120,6	132,0
Buíque (Buíque)	54	553,3	453,5	1,22	1196,8	181,7	237,2
Cabrobó (Cabrobó)	69	312,4	230,6	1,35	858,9	18,5	157,3
Carpina (Carpina)	34	528,7	454,3	1,16	1054,1	165,2	193,1
Caruaru (Caruaru)	53	289,8	190,3	1,52	1160,2	33,4	200,5
Escada (Escada)	61	816,8	715,7	1,14	1940,2	297,1	293,4
Petrolina (Petrolina)	69	292,6	227,0	1,29	629,7	30,8	134,6
Rio Formoso (Rio Formoso)	39	1155,6	1083,5	1,07	1893,0	579,9	284,0
Serra Talhada (Serra Talhada)	63	392,7	320,0	1,23	806,5	87,0	166,4

FONTE: VAREJÃO-SILVA e BARROS (2001)

A função de densidade de probabilidade da distribuição gama incompleta pode ser posta sob a forma:

$$g(x; \gamma, \mu) = [1/\Gamma(\gamma)].[(\gamma/\mu)^\gamma x^{\gamma-1} e^{-\gamma x/\mu}] \quad (\text{VIII.13.1})$$

em que γ e μ são parâmetros a serem definidos para a amostra estudada. Na realidade, μ é a média dos valores não nulos da série de dados disponível (a inclusão dos dados nulos será comentada no tópico 13.4). O símbolo Γ está sendo usado para designar a função gama:

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

$$\Gamma(z) = \int_0^{\infty} t^{z-1} \exp(-t) dt \quad (\text{VIII.13.2})$$

Caso o argumento (z) seja inteiro, $\Gamma(z) = z!$ (fatorial de z). Quando $z > 2$ a função gama pode ser numericamente avaliada pela relação:

$$\Gamma(z) = (z-1) \Gamma(z-1)$$

Para $1 < z < 2$ uma aproximação polinomial é empregada no cômputo de $\Gamma(z)$, ou seja:

$$\begin{aligned} \Gamma(z) = & 1 - 0,577191652(z-1) + 0,988205891(z-1)^2 - 0,897056937(z-1)^3 \\ & + 0,918206857(z-1)^4 - 0,756704078(z-1)^5 + 0,482199394(z-1)^6 \\ & - 0,193527818(z-1)^7 + 0,035868343(z-1)^8 \end{aligned}$$

No emprego da distribuição gama costuma-se definir a relação:

$$\beta = \mu/\gamma \quad (\text{VIII.13.3})$$

em que β é designado como parâmetro de escala e γ é o de forma. Para $\gamma < 1$ a função de densidade de probabilidade (VIII.13.1) é máxima no ponto $X = \beta (\gamma - 1)$, o qual corresponde à média da distribuição. Sendo $\gamma = 1$, a equação VIII.13.1 se reduz à função exponencial de densidade de probabilidade, a curva intercepta o eixo das ordenadas no ponto $1/\mu$ e a moda é zero. Finalmente, para $0 < \gamma < 1$ o máximo da função de densidade de probabilidade torna-se indeterminado, pois $g(x; \gamma, \mu)$ tende ao infinito quando x tende a zero (neste caso a moda também é considerada nula).

A função de distribuição associada à equação VIII.13.1 é:

$$G(x; \gamma, v) = [1/\Gamma(\gamma)] \int_0^v v^{\gamma-1} e^{-v} dv \quad (\text{VIII.13.4})$$

onde $v = \gamma x/\mu = \beta x$, com $G(x; \gamma, v) = 0$ quando $x \leq 0$. A integração desta expressão é feita desenvolvendo e^{-v} em série, do que resulta:

$$e^{-v} = 1 - v/1! + v^2/2! - v^3/3! + \dots \quad (\text{i})$$

Por conseguinte,

$$G(x; \gamma, v) = [1/\Gamma(\gamma)] \int_0^v v^{\gamma-1} \{1 - v/1! + v^2/2! - v^3/3! + \dots\} dv$$

Integrando as parcelas vem:

$$G(x; \gamma, v) = [1/\Gamma(\gamma)] v^\gamma \{1/\gamma - v/(\gamma+1) + v^2/[(\gamma+2)2!] + v^3/[(\gamma+3)3!] \dots\}$$

Agora, multiplicando esta expressão por $e^v = 1 + v/1! + v^2/2! + v^3/3! + \dots$ e dividindo por e^v encontra-se:

$$G(x; \gamma, v) = [1/\Gamma(\gamma+1)] [v^\gamma \{1+v/(\gamma+1) + v^2/[(\gamma+1)(\gamma+2)] + v^3/[(\gamma+1)(\gamma+2)(\gamma+3)] \dots\}] / e^v. \quad (\text{VIII.13.5})$$

Esta equação pode ser facilmente usada para calcular $G(x; \gamma, v)$, notando-se que, se $A_1 = 1$, qualquer termo (A_n) de ordem superior à segunda ($n > 2$), na expressão que aparece entre chaves, será obtido do seguinte modo:

$$A_n = A_{n-1} [v/(\gamma + n - 1)].$$

Normalmente consideram-se todos os termos da série superiores a 10^{-5} . A equação VIII.13.5 fornece a probabilidade de se obter um valor da variável igual ou menor que x .

13.2 - Estimativa dos parâmetros (γ, μ).

Para estimar os valores dos parâmetros (γ, μ) que melhor ajustam a distribuição gama a uma série de dados observados, emprega-se o método de máxima verossimilhança que, segundo Cox e Lewis (1968), conduz ao seguinte resultado:

$\mu = x_m$ é a média da amostra

$$\ln x_m - (\ln x_i)_m = A = \ln \gamma - d\{\ln \gamma\}/d\gamma \quad (\text{VIII.13.6})$$

onde o índice (m) denota o valor médio em relação a todos os elementos não nulos (x_i) da amostra. Assim, A é a diferença entre o logaritmo natural da média e a média dos logaritmos naturais dos elementos (x_i) da amostra. O problema da estimativa de γ reside no fato da última expressão não ter solução analítica. Mielke (1976) sugeriu um processo iterativo para determinar γ , partindo de um valor inicial $\gamma_1 = 1$, que consiste em usar a equação seguinte:

$$\gamma_q = C - A + 1 + \ln\{(\gamma_p + s + 0,5)/(\gamma_p + s - 0,5)\} / \sum_{j=1}^s \{j(j + \gamma_p - 1)\}^{-1}, \quad (\text{VIII.13.7})$$

em que $p = q - 1$ e $C = 0,577215665$ é a constante de Euler, A indica a diferença definida em VIII.13.6 e s é um parâmetro arbitrário, do qual depende a precisão da estimativa

de γ . Em geral toma-se $s = 25$. Segundo Mielke (1976), o processo iterativo é susgado quando ocorrer a condição $|\gamma_q - \gamma_p| < 10^{-7}$, ocasião em que γ_q é a melhor estimativa de γ .

13.3 - Teste da qualidade do ajustamento.

O exame da adequação do ajustamento da distribuição gama à série de dados observada, normalmente é feito utilizando o teste de Kolmogorov-Smirnov, considerado mais eficiente que o de χ^2 . Esse teste se baseia no valor absoluto da maior diferença entre as probabilidades acumuladas, observadas e calculadas (em todas as classes, considerando x como o limite superior da classe). Designando por $d_a(N)$ essa diferença, o intervalo de confiança para a verdadeira distribuição cumulativa de probabilidade $P^*(x)$ será:

$$[P(x) - d_a(N)] < P^*(x) < [P(x) + d_a(N)] \quad (\text{VIII.13.8})$$

em que N é o número de elementos da amostra (número de observações) e o índice (a) caracteriza o nível de significância. Um nível de significância de 20%, por exemplo, equivale a dizer que 80% dos valores observados deverão estar na faixa definida na equação (VIII.13.8). A hipótese de ajustamento deve ser rejeitada se, para o limite superior de uma ou mais classes, o desvio obtido pela equação anterior ultrapassar o valor indicado na Tabela VIII.7.

TABELA VIII.7

LIMITES DE ACEITAÇÃO PARA O TESTE DE ADERÊNCIA DE KOLMOGOROV-SMIRNOV.

Elementos da Amostra (N)	NÍVEL DE SIGNIFICÂNCIA			
	0,20	0,10	0,05	0,01
10	0,322	0,368	0,400	0,486
11	0,307	0,352	0,391	0,468
12	0,295	0,338	0,375	0,450
13	0,284	0,325	0,361	0,433
14	0,274	0,314	0,349	0,418
15	0,266	0,304	0,338	0,404
16	0,258	0,295	0,328	0,391
17	0,250	0,286	0,318	0,380
18	0,244	0,278	0,309	0,370
19	0,237	0,272	0,301	0,361
20	0,231	0,264	0,294	0,352
25	0,21	0,24	0,264	0,32
30	0,19	0,22	0,242	0,29

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

Elementos da Amostra (N)	NÍVEL DE SIGNIFICÂNCIA			
	0,20	0,10	0,05	0,01
35	0,18	0,19	0,23	0,27
Fórmula				
Assintótica	$1,07/N^{1/2}$	$1,22/N^{1/2}$	$1,36/N^{1/2}$	$1,63/N^{1/2}$

Fonte: Massey (1980).

13.4 - A probabilidade mista.

Devido ao termo $\ln x_i$ que figura na equação VIII.13.6, os valores nulos da variável não podem ser incluídos no cômputo de γ . Thon (1951), sugeriu que os valores nulos da precipitação fossem considerados em separado, justificando que os sistemas sinóticos que provocam precipitação são totalmente diferentes daqueles responsáveis por sua inibição. Dessa maneira,

$$P(x \leq \Theta) = P(0) + [1 - P(0)] \cdot G(x; \gamma, v) \quad (\text{VIII.13.9})$$

onde $P(x \leq \Theta)$ representa a probabilidade do total de precipitação ser igual ou menor que um certo valor dado (Θ), $P(0)$ indica a probabilidade de ocorrer um total nulo de precipitação e $G(x; \gamma, v)$ indica a distribuição gama, anteriormente descrita.

Sendo N o número total de elementos da amostra, então,

$$P(0) = N_0/N \quad (\text{VIII.13.10})$$

onde N_0 o número de elementos nulos nela existentes.

13.5 - Aplicação.

Para ilustrar a aplicação do método exposto será utilizada a seguinte série de totais pluviométricos, referente ao mês de dezembro e coletada, a partir de 1911, em Surubim, Pernambuco ($7^{\circ}50'S$, $35^{\circ}45'W$, 380m), segundo dados fornecidos pela SUDENE:

4,2	7,0	13,0	2,0	23,1	19,6	16,9	11,0	0,2	73,3	36,5
6,8	0,0	0,0	0,0	0,0	2,1	5,9	30,2	21,3	27,0	5,4
11,3	25,9	3,9	0,0	16,4	1,8	18,9	28,1	21,4	34,5	105,0
8,6	6,4	35,3	24,4	30,7	4,1	29,7	36,4	9,9	12,4	19,0
52,1	10,4	13,0	7,5	1,8	12,1	5,0	16,8	94,6	13,7	37,8

7,7 45,2 20,6 0,0

Como se observa, existem 53 valores não nulos e 6 nulos, resultando uma probabilidade de 10,17% de não ocorrência de chuva em dezembro. A média dos valores não nulos é 21,2mm e o parâmetro A vale (VIII.13.6) :

$$A = \ln X_m - (\ln x_i)_m = 4,65396 - 2,57564 = 2,07832.$$

Do processo iterativo (VIII.13.7) resulta $\gamma = 1,17561$, obtendo-se, então, $\beta = 18,1022$. O número (N_c) de classes foi estabelecido usando a conhecida relação:

$$N_c = \text{INT} (5 \log_{10} N) + 1$$

em que N traduz o número de dados não nulos da amostra e INT significa a parte inteira do argumento.

Os intervalos de classe e respectivas freqüências constam da Tabela VIII.8 e mostram que todos os desvios são inferiores ao valor limite de 0,147 do teste de Kolmogorov-Smirnov ao nível de significância de 20%. Em outras palavras, há uma possibilidade de 80% de que a verdadeira distribuição temporal dos totais pluviométricos estudados seja descrita pelo modelo proposto (gama) com os parâmetros obtidos.

De posse dos valores de γ e μ , empregam-se as equações VIII.13.9 e VIII.13.5 para obter a probabilidade associada a totais máximos de precipitação escolhidos pelo usuário. Por esse meio verifica-se que há uma probabilidade de cerca de 66% (não 50%) do total de chuva em dezembro ser igual ou inferior à média convencional (incluindo os valores nulos), em Surubim. Pode-se verificar, por exemplo, que em 71,86% dos anos o total de chuva esperado em dezembro é de 25mm, no máximo e em 41,04% deles é igual ou inferior a 10mm.

TABELA VIII.8

FREQÜÊNCIAS OBSERVADAS E CALCULADAS REFERENTES AOS TOTAIS PLUVIOMÉTRICOS DO MÊS DE DEZEMBRO, EM SURUBIM (PE).

INTERVALO DE CLASSE	FREQ. OBS.		FREQ.	DESV.
	ABS.	REL. AC.	CALC.	ABS.
0,01 a 11,70	21	0,4576	0,4562	0,0014
11,71 a 23,40	15	0,7119	0,6949	0,0170
23,41 a 35,10	8	0,8475	0,8323	0,0151
35,11 a 46,80	5	0,9322	0,9088	0,0234
46,81 a 58,50	1	0,9492	0,9508	0,0016

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

58,51 a	70,20	0	0,9492	0,9735	0,0244
70,21 a	81,90	1	0,9661	0,9858	0,0197
81,91 a	93,60	0	0,9661	0,9924	0,0263
93,61 a	105,30	2	1,0000	0,9960	0,0040

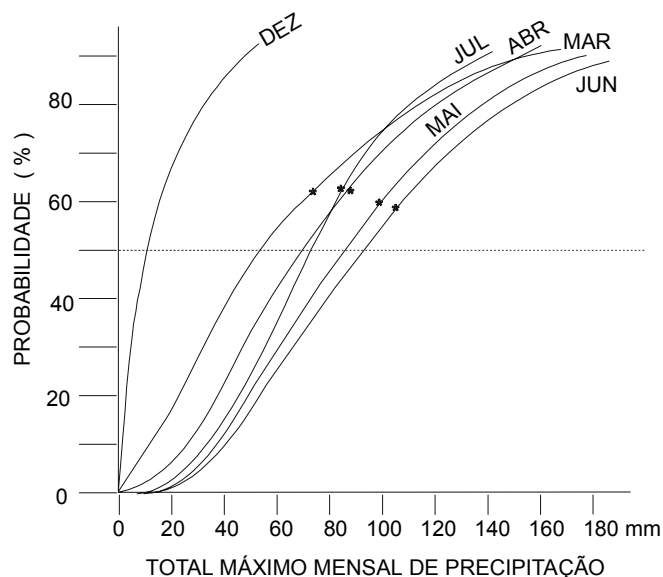


Fig. VIII.27 - Curvas de probabilidade (%) do total mensal de precipitação ser igual ou menor que um valor dado, em Surubim (PE), durante o mês de dezembro e nos cinco meses normalmente mais chuvosos. O sinal (*) indica o valor médio

A figura VIII.27 contém as curvas de distribuição da probabilidade associadas aos totais mensais de precipitação de dezembro a junho, em Surubim (PE). O sinal (*) em cada curva corresponde à média mensal. Note-se que a probabilidade da chuva atingir o valor médio é sempre superior a 50%.

14. Exercícios.

1 - Calcular o valor da pressão de saturação do vapor em relação a gotas de água pura com diferentes raios de curvatura à temperatura de 10°C e comparar os resultados com o valor da pressão de saturação convencional.

2 - Demonstrar que a distância entre dois traços consecutivos da escala de uma prove-

ta pluviométrica cilíndrica, correspondente à precipitação de 1mm, é proporcional ao quadrado do quociente do raio da área de captação do pluviômetro (R) e da secção reta (r) da proveta.

3 - Os dados a seguir referem-se aos totais pluviométricos registrados no mês de novembro, a partir de 1911, em Surubim (PE), segundo dados fornecidos pela SUDENE (1990):

1,5	29,6	2,7	2,7	1,8	35,7	4,6	0,0
3,3	2,0	14,3	57,5	4,7	0,0	1,4	13,4
0,0	3,4	13,3	41,8	5,7	4,0	3,9	17,4
0,6	8,9	14,4	28,4	0,8	18,6	3,3	19,9
17,7	4,5	0,1	69,2	37,4	96,4	16,4	19,4
2,6	85,7	92,1	2,8	0,9	1,7	1,4	8,2
0,0	0,8	1,3	14,3	5,8	4,2	48,0	0,0
0,6	9,0						

Pede-se:

- a- ajustar o modelo de probabilidades gama incompleto a essa série;
- b - determinar qual a probabilidade de que o total de precipitação em novembro atinja no máximo 50mm;
- c - estabelecer a probabilidade associada ao total de precipitação igual ou inferior à média (incluindo os valores nulos) da amostra.
- d - desenhar a curva correspondente à distribuição de probabilidades.

CAPÍTULO IX

PERTURBAÇÕES ATMOSFÉRICAS.

1. Massas de ar e frentes.

Em Meteorologia, a expressão *massa de ar* é usada especificamente para designar uma grande porção da atmosfera, cobrindo milhares de quilômetros da superfície terrestre e que apresenta uma distribuição vertical aproximadamente uniforme, tanto da temperatura, como da umidade. Isso significa que, a uma dada altitude, a temperatura do ar tem valor aproximadamente igual em qualquer ponto do interior da massa de ar, o mesmo acontecendo em relação à umidade (Fig. IX.1). Então, em uma massa de ar, as superfícies equiescalares do campo da temperatura e da umidade são superfícies de nível quase constante (estratificação) ou, em outras palavras, as componentes horizontais (meridional e zonal) dos gradientes de temperatura e de umidade têm pequena magnitude (essas grandezas variam pouco com as coordenadas horizontais).

Uma massa de ar se forma quando uma considerável porção da atmosfera estabelece um prolongado contato com uma vasta região, cuja superfície possui características aproximadamente homogêneas (oceanos, grandes florestas, extensos desertos, amplos campos de gelo). Por influência da superfície, a camada de ar termina adquirindo propriedades termodinâmicas bastante definidas no que concerne a calor e umidade. Quanto mais prolongado o contato com a superfície, mais espessa a camada de ar atingida por sua influência.

Para que o contato do ar com a superfície seja efetivamente prolongado, impõe-se uma condição dinâmica: a presença de um amplo anticiclone na região, assegurando divergência à superfície, o que implica a ocorrência de ventos fracos, os quais provocam pequena turbulência mecânica. Essa turbulência é indispensável à mistura do ar e a conseqüente distribuição espacial de suas propriedades físicas. Não existindo vento, a camada atmosférica, modificada por influência da superfície, seria muito menos espessa. Por outro lado, se a velocidade do vento fosse grande, haveria intensa turbulência, atingindo uma camada atmosférica muito mais espessa, o que dificultaria a formação da massa de ar.

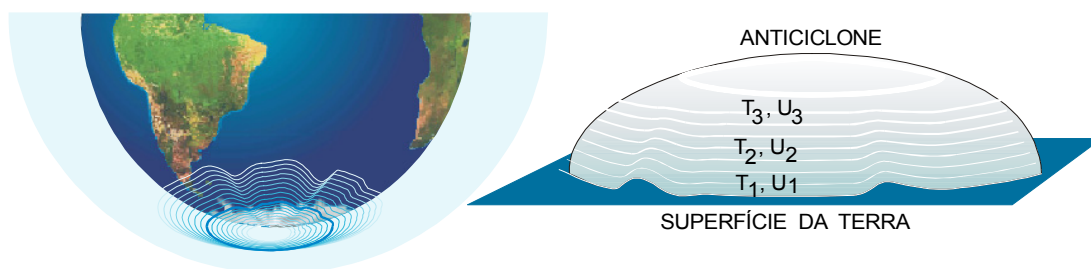


Fig. IX.1 - Esquema da distribuição vertical da temperatura (T) e da umidade (U) em uma massa de ar formada sobre a Antártica.

Os oceanos, os desertos, as grandes áreas cobertas de gelo e as extensas florestas são, *a priori*, áreas potencialmente propícias à formação de massas de ar, face à uniformidade que apresentam. Quando uma dessas áreas se encontra sob a ação de um vasto anticiclone, têm-se satisfeitos todos os requisitos necessários à gênese de uma massa de ar.

De um modo geral, as áreas mais favoráveis à formação de massas de ar situam-se nas cercanias dos pólos e nas faixas anticiclônicas centradas em torno de 30° de latitude, em ambos os hemisférios. Na zona equatorial, embora existam grandes florestas e extensas áreas oceânicas, não se verifica a condição dinâmica exigida à gênese de massas de ar, exatamente por se tratar de uma zona de baixa pressão à superfície, com forte convergência de ventos e, conseqüentemente, intensa convecção. Fato semelhante acontece na Zona de Convergência Extra-tropical dos hemisférios norte e sul.

1.1 - Classificação das massas de ar.

De conformidade com a região da Terra em que se originam, as massas de ar podem ser basicamente classificadas em (Retallack, 1970):

- polares (P), que surgem nas proximidades dos pólos (em ambos os hemisférios); e
- tropicais (T), quando se formam nas zonas tropicais de altas pressões.

É comum subclassificar as massas de ar em continentais (c) e marítimas (m), conforme tenham sido formadas sobre o continente ou o oceano, respectivamente. Em geral, as massas de ar continentais são relativamente secas, quando comparadas às de origem marítima, formadas à mesma latitude e na mesma época do ano.

Sob o ponto de vista termodinâmico, as massas de ar são discriminadas quanto à temperatura e à umidade.

Em relação à temperatura, o critério discriminante mais importante, as massas de ar subdividem-se em frias e quentes. O conceito de frio e quente é relativo e exige comparação da temperatura da massa de ar com a da superfície sobre a qual ela se desloca, ou com a de outra massa vizinha. No último caso, as temperaturas usadas para a comparação são obtidas ao mesmo nível. Evidentemente, é a distribuição vertical da temperatura que condiciona o estado de equilíbrio atmosférico em uma massa de ar.

No que se refere à umidade, as massas de ar são subdivididas em secas e úmidas. A distinção é feita com base na temperatura e na temperatura do ponto de orvalho que o ar apresenta (segundo dados coletados à superfície). Quanto maior a diferença entre essas temperaturas, menos úmida será a massa de ar em questão.

1.2 - Condições de tempo associadas às massas de ar.

Por questões relacionadas à circulação geral da atmosfera, as massas de ar freqüentemente abandonam a região de origem, conduzindo consigo as propriedades lá adquiridas. No trajeto, podem causar profundas alterações nas condições prevalentes do tempo, das áreas aonde chegam (Tabela IX.1), à medida que também vão se modificando em suas características originais.

TABELA IX.1

CONDIÇÕES DE TEMPO PROVOCADAS POR INVASÃO DE MASSAS DE AR.

Massa de ar	Condição de equilíbrio	Gêneros de Nuvens	Caráter da Chuva	Condição do Vento	Visibilidade Horizontal
Fria	Instável	Cu, Cb	Aguaceiro	Turbulento com rajadas	Boa
Quente	Estável	St, Sc	Contínua	Constante	Má Nevoeiro

1.2.1 - Massas de ar frias.

Quando uma massa de ar se desloca sobre uma região mais quente (sendo, portanto, classificada como fria), a camada atmosférica que está em contacto direto com a superfície é aquecida por condução, gerando instabilidade. O movimento con-

vectorio resultante transfere o ar aquecido para níveis mais elevados.

A espessura da camada atingida pela convecção depende da discrepância entre as temperaturas do ar e da superfície subjacente. A convecção será tanto mais intensa quanto maior essa discrepância. O transporte vertical de calor, associado ao ar que se eleva, forçosamente provocará um aumento da temperatura da massa de ar como um todo. Sua distribuição vertical de temperatura, portanto, vai sendo gradualmente alterada e a tendência é que haja um aquecimento progressivo com o passar do tempo.

O resfriamento causado pela expansão do ar em movimento ascensional, é responsável pela gênese de nuvens convectivas (cúmulos e cumulonimbos) e, havendo umidade suficiente, ocorrerão precipitações intensas, do tipo aguaceiro (pancadas de chuva), muito provavelmente acompanhadas de trovoadas. A condensação também contribui para o aquecimento do ar (por liberar calor latente) e a precipitação representa uma redução da umidade (desumidificação) da massa de ar.

Sob o ponto de vista de um observador situado na região invadida pela massa de ar fria haverá, imediatamente após sua chegada, uma redução brusca na temperatura ambiente (conseqüência da substituição do ar quente por ar frio), bem como o desenvolvimento de nuvens convectivas e a ocorrência de aguaceiros, quase sempre acompanhados de trovões e relâmpagos. A visibilidade horizontal será boa, exceto durante os aguaceiros. Após certo tempo, o ar frio invasor, que chega ao local onde está o observador, já encontra a superfície menos aquecida. Como conseqüência, serão formadas nuvens convectivas menos desenvolvidas e a intensidade da precipitação diminuirá.

1.2.2 - Massas de ar quentes.

Uma massa de ar é dita quente quando se desloca sobre uma área relativamente mais fria. Nessas circunstâncias, o ar quente perde gradualmente calor, por condução, devido ao contacto com a superfície terrestre subjacente, que está mais fria. Esse resfriamento paulatino provoca tendência à estratificação do ar e faz aumentar a estabilidade atmosférica na camada vizinha à superfície que, por seu turno, inibe os movimentos convectivos.

Quando o ar quente invasor é úmido, o resfriamento basal favorece à formação de nevoeiros, cuja espessura vai depender da turbulência mecânica e, por conseguinte, da velocidade do vento à superfície. Se a umidade do ar quente é elevada e a velocidade do vento é pequena, formam-se densos nevoeiros; sendo menor o teor de umidade do ar e havendo vento, haverá tendência à formação de nuvens baixas, em geral estratos e estratocúmulos. As precipitações, se ocorrerem, serão contínuas (chuva e chuveiro), típicas de nuvens estratiformes. A visibilidade horizontal à superfície será comprometida pela presença de nevoeiros e o vento, devido a inexistência de convecção, será relativamente fraco e sem rajadas.

1.3 - Massas de ar atuantes na América do Sul.

O continente sulamericano é influenciado principalmente por massas de ar polares, procedentes da Antártica. Tais massas frias normalmente atingem os estados do Sul e Sudeste do Brasil no inverno, contribuindo para aumentar a precipitação média das áreas que atravessam. Podem alcançar a Região Nordeste, particularmente a Bahia e, eventualmente, são percebidas no Recife, embora bastante modificadas. Deslocando-se ao longo da vertente oriental dos Andes, podem, também, atingir a Região Amazônica, provocando as conhecidas "friagens".

Massas de ar tropicais, de origem continental ou marítima, movendo-se para o sul, alcançam a Argentina, o Chile e áreas oceânicas situadas ao sul do Atlântico.

O deslocamento das massas de ar na América do Sul e em suas proximidades depende, fundamentalmente, da posição e da intensidade dos centros anticiclônicos do sul do Atlântico, do Pacífico e da Antártica. A posição, a configuração e a intensidade desses núcleos de alta pressão estão constantemente oscilando, atendendo às imposições do balanço energético que, em última instância, condiciona toda a circulação da atmosfera, incluindo fenômenos relacionados à Oscilação –Sul.

1.4 - Superfícies frontais e frentes.

Quando duas massas de ar de densidades diferentes tornam-se vizinhas, tendem a se manter individualizadas, como fluidos não miscíveis e, portanto, a conservar suas características particulares. Há entre elas uma camada de transição, normalmente com vários quilômetros de espessura, aonde se verifica mistura de ar das duas massas presentes (Fig. IX.2). Essa camada é conhecida como superfície frontal.

A interseção da superfície frontal com qualquer outra superfície de referência (nível médio do mar, superfície isobárica de 850 mb etc.) constitui uma faixa chamada frente. A espessura e a inclinação da superfície frontal condicionam a largura da frente a qual normalmente varia entre 25 e 50 km quando a transição é bem nítida, sendo bem maior no caso de transições difusas (100 a 300 km).

Para efeito de modelagem, a superfície frontal é tratada como uma superfície no sentido puramente geométrico e a frente como uma linha.

1.4.1 - Classificação das frentes.

As frentes basicamente se classificam, de acordo com as características térmicas da massa de ar que as seguem, em quentes e frias.

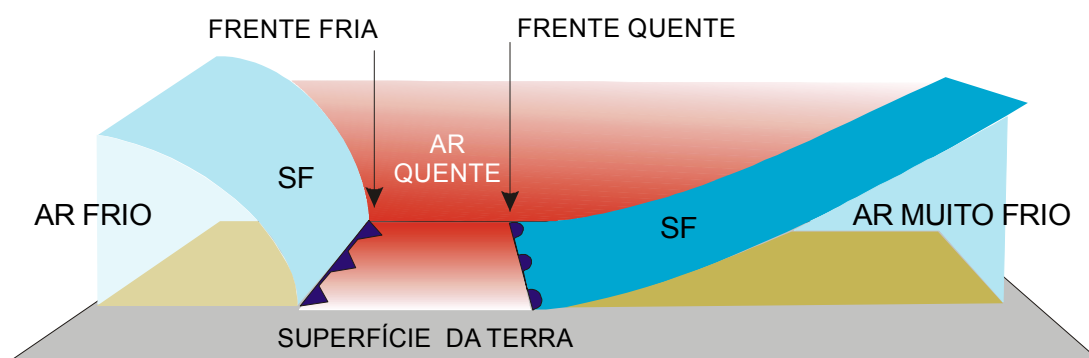


Fig. IX.2 - Modelos de superfícies frontais (SF), regiões de transição entre massas de ar diferentes. As setas horizontais indicam o deslocamento do sistema.

As frentes frias tendem a se deslocar no sentido pólo-equador, enquanto as frentes quentes migram no sentido oposto. Na discussão que se segue os termos pré-frontal e pós-frontal são relativos à direção do deslocamento da frente à superfície. Assim a massa de ar invasora é denominada pós-frontal.

1.4.1.1 - Frente fria.

Uma frente é dita fria quando sua passagem por um determinado local da superfície terrestre provoca a substituição do ar quente que ali existia por ar frio. Assim, a massa de ar pré-frontal é quente e a massa de ar pós-frontal é fria (Fig. IX.3). De vez que o ar frio é mais denso, a superfície frontal fria se estende para traz, por sobre o ar frio invasor (que tende a permanecer justaposto à superfície terrestre), apresentando-se com uma inclinação da ordem de 1:50 a 1:100.

Nas cartas meteorológicas as frentes frias são indicadas por uma linha, contendo a base de triângulos equiláteros, convenientemente espaçados, cujos vértices apontam na direção do deslocamento. Se a representação usada na elaboração da carta for policromática, a frente fria será desenhada na cor azul.

1.4.1.2 - Frente quente.

A passagem de uma frente quente, por um determinado local da superfície, acarreta a substituição de ar frio por ar quente.

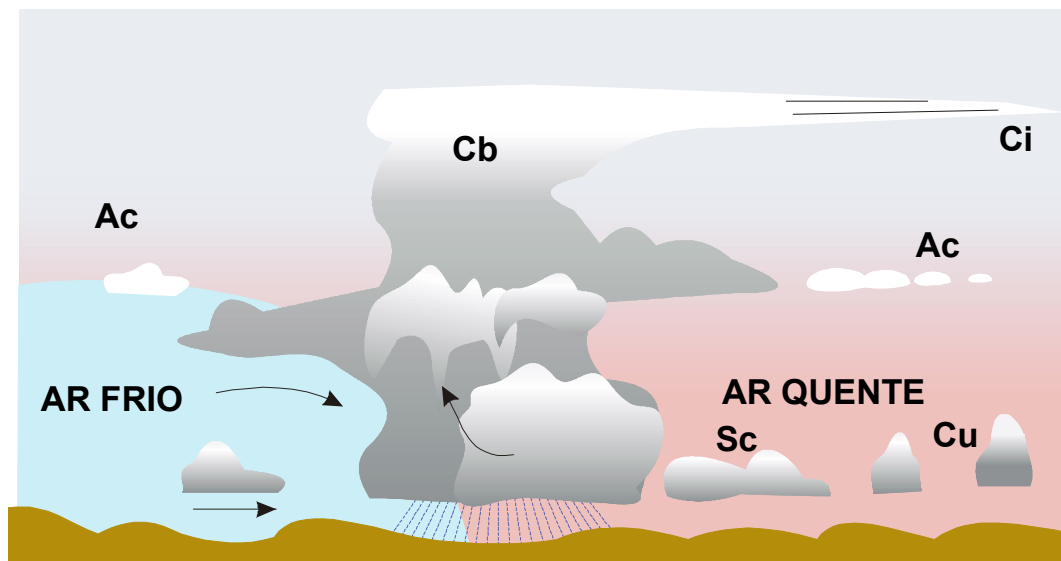


Fig. IX.3 - Modelo de uma superfície frontal fria, com o conjunto típico de nuvens associadas.

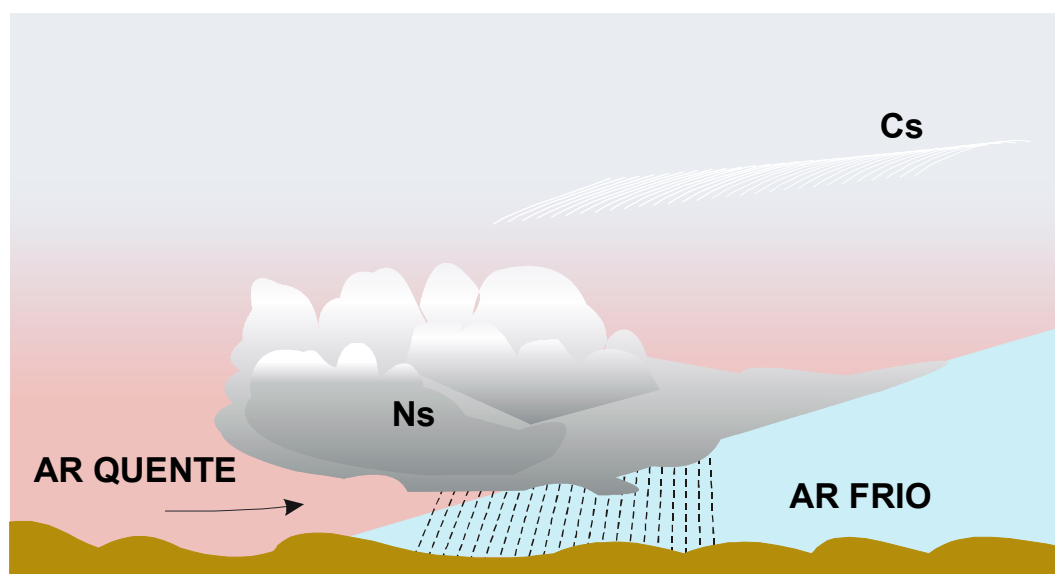


Fig. IX.4 - Modelo de uma superfície frontal quente, com o conjunto típico de nuvens associadas.

A superfície frontal quente se estende, na mesma direção do deslocamento da massa de ar quente, situando-se, portanto, por cima do ar frio pré-frontal (Fig. IX.4). Este, justaposto à superfície terrestre e tendendo à estabilidade, oferece maior resistência ao deslocamento, justificando a menor velocidade da frente quente em relação à fria. Simultaneamente, a presença de um centro ciclônico desencadeia movimentos ascendentes e, sendo o ar quente menos denso, tende a elevar-se ao longo da superfície frontal quente, movendo-se por cima do ar frio.

A inclinação das superfícies frontais quentes é da ordem de 1:150 a 1:250.

Nas cartas meteorológicas uma frente quente é indicada por uma linha contendo semicírculos, voltados para o lado em que se dá o avanço da massa de ar quente. A cor vermelha é usada para traçar essa linha, quando se adota a representação policromática.

1.5 - A descontinuidade frontal.

Uma propriedade é dita ter descontinuidade de ordem zero quando seu valor varia bruscamente entre dois pontos bastante próximos. Quando a propriedade é contínua, mas sua enésima derivada é descontínua, diz-se que essa propriedade apresenta uma descontinuidade de enésima ordem.

Rigorosamente falando, não existem propriedades descontínuas na atmosfera, exceto em escala espacial muito pequena. Todavia, na camada de transição entre duas massas de ar, deve-se esperar uma variação espacial um tanto brusca de algumas propriedades físicas do ar (temperatura, umidade etc.), quando se passa de uma massa à outra, mantendo-se constante a altitude. As camadas de transição têm, em geral, espessura muito pequena quando comparada com a extensão das massas de ar que separam e isso, como foi mencionado, permite estudá-las como se fossem superfícies no sentido geométrico. Em relação a algumas das propriedades físicas do ar, as superfícies frontais (idealizadas) podem ser consideradas como superfícies de descontinuidade de ordem zero (Hess, 1959), presentes no interior da atmosfera. Tais superfícies de descontinuidade devem obedecer a duas condições:

- uma cinemática, que impede a existência de bolsões de alta concentração de massa ou de quase-vácuo no interior de um fluido em movimento; e
- outra dinâmica, exigindo que a pressão atmosférica, em dois pontos muito próximos, situados em lados opostos da superfície de descontinuidade, seja exatamente a mesma.

A condição cinemática é consequência da continuidade de massa e não merece comentários complementares. Para demonstrar a condição dinâmica considerem-se dois pontos, Q e F, situados muito próximos, mas em lados diferentes de uma superfície frontal, imersos no ar quente e no ar frio, respectivamente (Fig. IX.5).

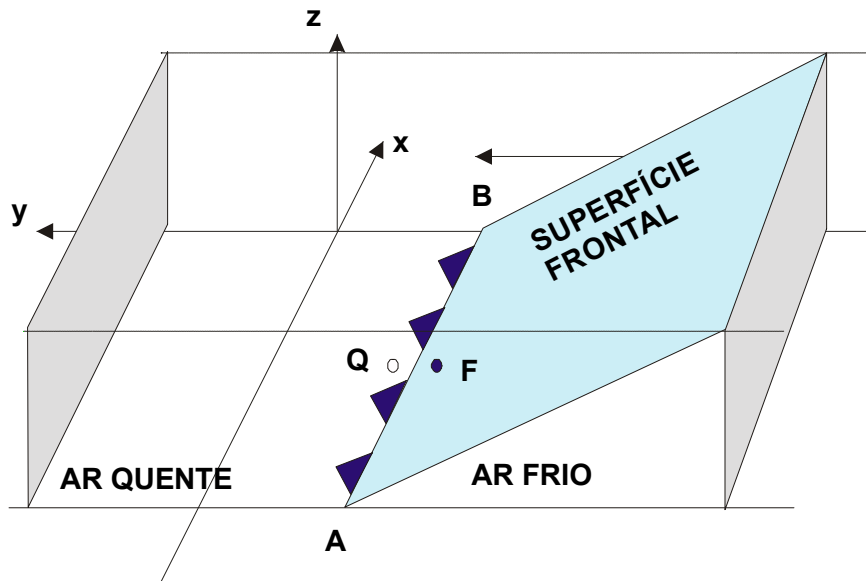


Fig. IX.5 - Modelo de uma superfície frontal exibindo dois pontos próximos (F e Q), situados em lados opostos de uma frente fria, disposta zonalmente (A,B) e que se desloca para o norte.

Inicialmente, será assumido que a pressão atmosférica nesses pontos é diferente, ou seja, será adotada a hipótese contrária ao que se pretende demonstrar. Assim sendo:

$$p_q \neq p_f$$

onde p designa a pressão e os índices (q e f) denotam, respectivamente, as massas de ar quente e fria. A desigualdade anterior implicaria a existência de um gradiente de pressão entre Q e F, bem como a presença da correspondente força, cujo módulo (F_p), é dado por (Capítulo III):

$$F_p = (1/\rho)(\partial p/\partial x)$$

ou, para incrementos infinitesimais,

$$F_p = (1/\rho)(|p_q - p_f|)/\Delta x,$$

É evidente que, sendo finita a diferença de pressão ($\Delta p = |p_q - p_f|$), no limite, quando Δx tendesse para 0, F_p se tornaria infinita. Como isso não é fisicamente possível, deve-se ter, necessariamente, $p_q - p_f = 0$, ou seja, $p_q = p_f$. Qualquer que fosse a

orientação da frente, o resultado seria o mesmo, de onde se infere que a pressão atmosférica (tomada a um dado nível) é uma função contínua através de uma superfície frontal. É possível aplicar essa conclusão, objetivando obter informações sobre a distribuição espacial da pressão nas vizinhanças de uma frente.

Considere-se um modelo de frente fria como uma linha (AB), orientada na direção leste-oeste e deslocando-se para o norte (Fig. IX.5). Admita-se que essa frente está localizada no Hemisfério Sul, tendo ar quente ao norte e ar frio ao sul do paralelo (AB) considerado. No comentário que se segue será utilizado o sistema de coordenadas cartesianas (x, y, z) associado ao referencial local, sendo o sentido positivo do eixo das abscissas orientado para leste, como habitual.

De vez que a pressão atmosférica nos pontos F e Q é a mesma (condição dinâmica), é evidente que a diferencial:

$$d(p_q - p_f) = d p_q - d p_f = 0 \quad (\text{IX.1.1})$$

Por outro lado, analiticamente:

$$d p_q = \{(\partial p/\partial x)dx + (\partial p/\partial y)dy + (\partial p/\partial z)dz\}_q;$$

e

$$d p_f = \{(\partial p/\partial x)dx + (\partial p/\partial y)dy + (\partial p/\partial z)dz\}_f.$$

Multiplicando a segunda dessas expressões por -1 e somando-as, membro a membro, depreende-se que:

$$\{(\partial p/\partial x)_q - (\partial p/\partial x)_f\}dx + \{(\partial p/\partial y)_q - (\partial p/\partial y)_f\}dy + \{(\partial p/\partial z)_q - (\partial p/\partial z)_f\}dz = 0$$

Essa expressão pode ser simplificada, bastando lembrar que, como a frente fria (AB) se estende paralelamente ao eixo das abscissas, a condição dinâmica ($p_q = p_f$) também exige que:

$$-(\partial p/\partial x)_q = -(\partial p/\partial x)_f \quad (\text{IX.1.2})$$

Fisicamente isso significa que a variação zonal da pressão observada no setor quente é igual àquela que se verifica no setor frio. Introduzindo essa condição, tem-se:

$$\{(\partial p/\partial y)_q - (\partial p/\partial y)_f\}dy + \{(\partial p/\partial z)_q - (\partial p/\partial z)_f\}dz = 0$$

Dessa igualdade resulta, imediatamente:

$$dz/dy = \{(\partial p/\partial y)_f - (\partial p/\partial y)_q\} / \{(\partial p/\partial z)_q - (\partial p/\partial z)_f\}$$

Considerando-se a hipótese do equilíbrio hidrostático ($\partial p = -\rho g \partial z$) a expressão anterior passa à forma

$$dz/dy = \{(\partial p/\partial y)_f - (\partial p/\partial y)_q\} / \{g(\rho_f - \rho_q)\} \quad (\text{IX.1.3})$$

A equação anterior relaciona a inclinação da superfície frontal (dz/dy) com o módulo das componentes meridionais do gradiente de pressão, em ambas as massas de ar presentes. Observe-se que a inclinação da superfície frontal (dz/dy) deve ser negativa no Hemisfério Sul (Fig. IX.5), pois sua altitude aumenta em direção ao sul (sentido negativo de y). Como a densidade do ar frio (ρ_f) é maior que a do ar quente (ρ_q) à mesma pressão, a diferença $\rho_f - \rho_q$ será sempre positiva. Assim, a condição para que a inclinação (dz/dy) seja negativa na equação IX.1.3 é que:

$$(\partial p/\partial y)_f - (\partial p/\partial y)_q < 0. \quad (\text{IX.1.4})$$

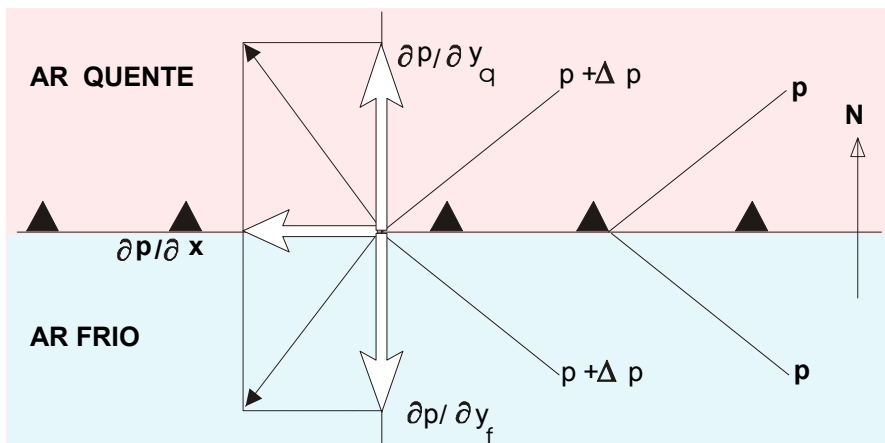


Fig. IX.6 - No interior das massas de ar quente (Q) e fria (F), as componentes meridionais do gradiente de pressão $\{(\partial p/\partial y)_q \text{ e } (\partial p/\partial y)_f\}$ revelam que, ao atravessar a frente, as isóbaras sofrem uma inflexão, cujo vértice aponta para oeste (pressão mais alta).

Acontece que as componentes meridionais do gradiente de pressão são negativas, já que a frente (Fig. IX.5) se move de sul para norte e, portanto, a pressão atmosférica é mais alta ao sul. Assim sendo, o sinal negativo de dz/dy é respeitado, automaticamente, quando

$$|\Delta p/\Delta y|_f > |\Delta p/\Delta y|_q \quad (\text{IX.1.5})$$

A partir das condições impostas às componentes horizontais dos gradientes de pressão (IX.1.2 e IX.1.5) pode-se inferir que, ao atravessar a frente, cada isóbara sofre uma inflexão, cujo vértice aponta na direção da pressão mais alta {para oeste no caso, pois $\partial p/\partial x < 0$ }.

Para confirmar isto traçam-se as componentes zonal ($-\partial p/\partial x$) e meridionais $\{-\partial p/\partial y\}_f$ e $\{-\partial p/\partial y\}_f$ do gradiente horizontal de pressão, cujas resultantes (Fig. IX.6) são perpendiculares às isóbaras (pela própria definição da componente horizontal do vetor gradiente). Verifica-se, então, que as isóbaras apresentam a referida inflexão ao atravessarem a frente.

1.6 - Oclusão.

A densidade do ar frio (procedente do pólo), sendo maior que a do ar quente (oriundo da zona tropical), o obriga a se manter justaposto à superfície, se opondo ao movimento ascendente imposto pela circulação ciclônica inerente ao centro de baixa pressão presente (ciclone extra-tropical). O deslocamento do ar frio, em direção à zona tropical, portanto, deverá fazer-se por sob o ar quente pré-frontal da frente fria, atuando a superfície frontal fria como se fosse uma cunha. Por outro lado, o ar quente procedente dos trópicos é menos denso e tende a se deslocar em direção ao pólo fluindo por sobre o ar frio pré-frontal da frente quente). É claro que, o movimento ascendente do ar quente decorre da ação do próprio centro de baixa pressão. O ar quente parece usar a superfície frontal quente como uma rampa, elevando-se lentamente ao longo dela. Isso explica porque a velocidade da frente quente é normalmente menor que a da frente fria. Possuindo maior velocidade de deslocamento, a frente fria acaba por alcançar a frente quente. Passando por sob o ar quente, a frente fria acaba por provocar o desaparecimento do setor quente à superfície. Esse fenômeno é conhecido como oclusão (Fig. IX.7 A e B)

Há dois tipos de oclusão. Para distinguí-las é suficiente comparar a densidade do ar pós-frontal da frente fria com a do ar pré-frontal da frente quente. Ar pós-frontal é aquele que invade a área considerada, depois da passagem da frente; ar pré-frontal é o que existe numa região antes da passagem de uma frente.

A frente que desaparece da superfície é dita oclusa. As frentes oclusas permanecem em atividade, por algum tempo, deslocando-se acima da superfície terrestre (Fig. IX.8).

Quando o ar pós-frontal da frente fria é mais frio que o ar pré-frontal da frente quente (Fig. IX.7A), a oclusão é dita do tipo frio. Nesse caso, o ar mais frio (pós-frontal da frente fria) mantém-se à superfície e, portanto, persiste ali a frente fria original.

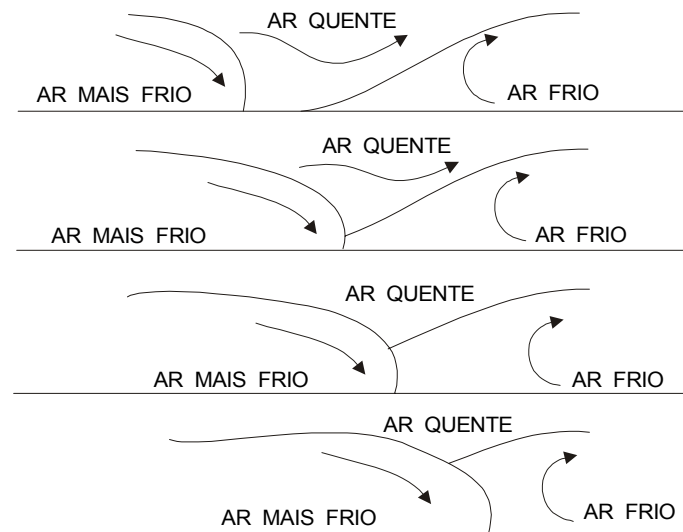


Fig. IX.7 A - De cima para baixo, seqüência temporal esquemática da oclusão do tipo frio.

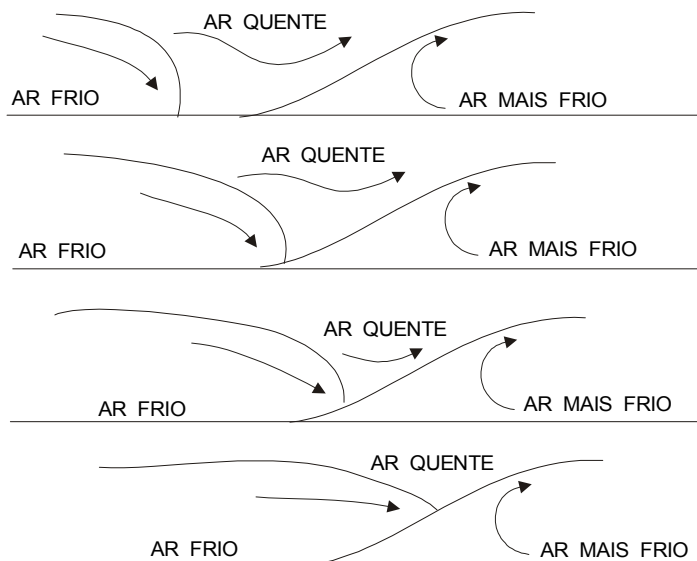


Fig. IX.7 B - De cima para baixo, seqüência temporal esquemática da oclusão do tipo quente.

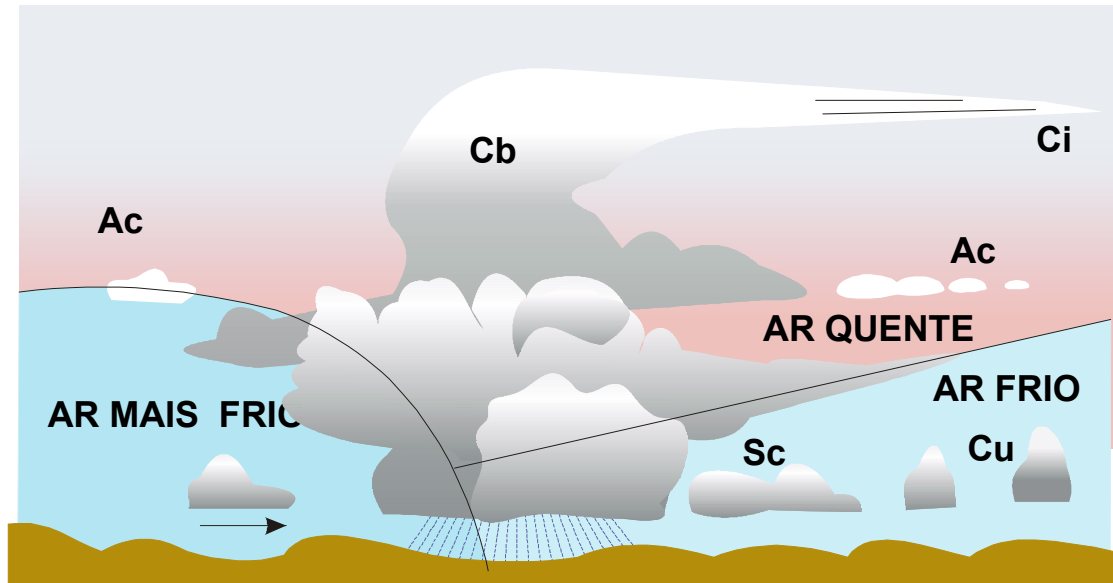


Fig. IX.8 - Modelo de uma frente oclusa do tipo frio.

No outro caso, o ar pós-frontal da frente fria é mais quente que o ar pré-frontal da frente quente (Fig.IX.7B). Então, é a frente fria original que acaba por desaparecer da superfície. Este fenômeno é referido como oclusão do tipo quente.

2. Ciclones extra-tropicais.

2.1 - Gênese.

No estudo da circulação geral da atmosfera foram mencionados os ventos predominantes de oeste, procedentes da zona tropical e impelidos inicialmente em direção ao pólo, devido à ação dos centros anticiclônicos semi-permanentes de ambos os hemisférios. Esses ventos, pela ação defletora da força de Coriolis, atingem a Zona de Convergência Extra-tropical ("frente polar"), com uma forte componente zonal positiva, advindo daí a designação de predominantes de oeste (Fig. VII.2). Para a mesma zona convergem, igualmente, os ventos polares de leste (forte componente zonal negativa), procedentes de áreas próximas ao pólo. Tanto no Hemisfério Norte, como no Hemisfério Sul, a Zona de Convergência Extra-tropical constitui a fronteira natural de encontro de massas de ar quentes, oriundas da zona tropical e impelidas pelos ventos predominantes de oeste, com massas de ar frias, procedentes das áreas circumpolares e trazidas pelos ventos polares de este. A posição dessa faixa e sua orientação à superfície terrestre, em um dado instante, vai depender da localização e da intensidade dos cen-

tros anticiclônicos intervenientes.

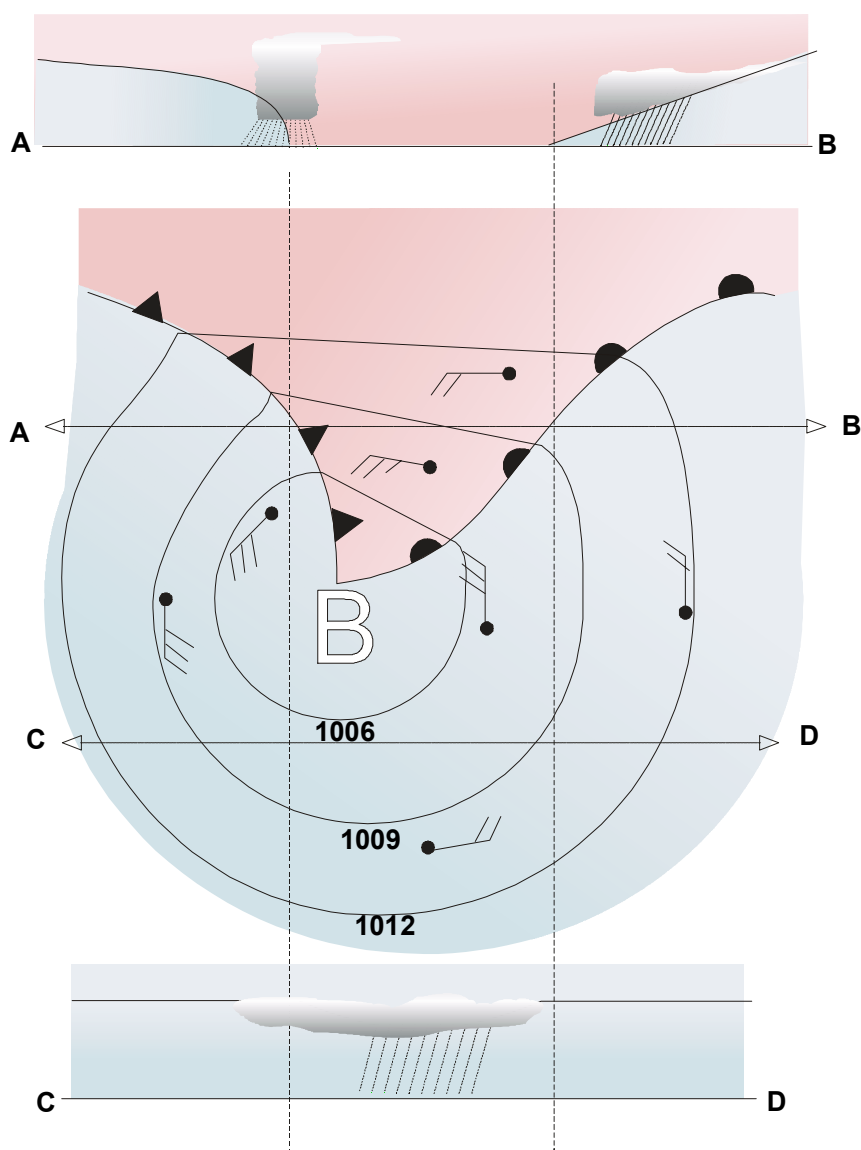


Fig. IX.9 - Esquema de um ciclone extra-tropical mostrando as isóbaras (mb), o vento e o sistema nebuloso. Indicam-se os perfis verticais dos cortes A-B (acima) e C-D (abaixo) além do centro ciclônico (B).

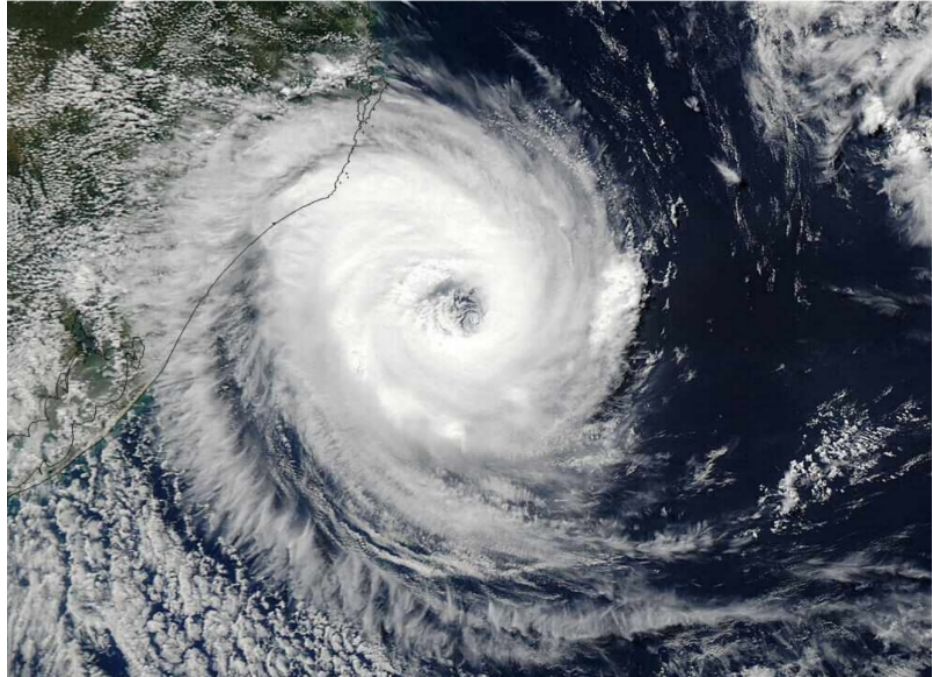


Fig. IX.10 - Ciclone extra-tropical “Catarina” no Atlântico sul, em 2004. Fonte:INMET

Para que se possa compreender mais facilmente a circulação decorrente da convergência desses ventos à superfície, é conveniente que o leitor se imagine observando a atmosfera a partir de um ponto situado no zênite de um local qualquer da Zona de Convergência Extra-tropical. Para facilitar a exposição, assume-se que o local escolhido se situa sobre a Zona de Convergência do Atlântico Sul (ZCAS), bem acima do oceano. Dessa posição é fácil imaginar um fluxo de ar frio, procedente do sul, com direção aproximadamente leste ou sudeste (ventos polares de este); e um fluxo de ar quente, vindo de noroeste, ou mesmo de oeste (ventos predominantes de oeste).

Inicialmente, pode-se admitir que a Zona de Convergência do Atlântico Sul (ZCAS) se estende verticalmente, como uma parede hipotética, orientada ao longo de um paralelo. No entanto, em um instante posterior, como o ar frio procedente da área circumpolar é mais denso que o ar quente advindo da zona tropical, há uma tendência natural à formação de ondas na superfície de separação dessas massas de ar, a qual atua como a interface entre dois fluidos de densidades diferentes. A superfície de separação passaria a ser ondulada. Acontece ali um fato semelhante ao que se verifica quando o ar (fluido menos denso) escoia sobre uma superfície de água (fluido mais denso). Efetivamente formam-se ondas na interface ar-água.

Na Zona de Convergência Extra-tropical, em ambos os hemisférios, a onda é composta por duas superfícies frontais (duas frentes em uma carta meteorológica de superfície): uma fria e outra quente. A frente fria tende a se deslocar para a zona tropical e a frente quente a migrar para o pólo. A presença dessa onda, com uma circulação horizontal no sentido nitidamente horário, no Hemisfério Sul, caracteriza a formação de um núcleo ciclônico à superfície, de onde inicialmente partem as duas frentes mencionadas (Fig. IX.9). No Hemisfério Norte a circulação dá-se no sentido anti-horário, caracterizando, igualmente, um centro de baixa pressão à superfície.

Tais centros migratórios de baixa pressão, que se formam em decorrência da convergência das massas de ar acima mencionadas, são denominados ciclones extra-tropicais. Esses ciclones podem ser entendidos como perturbações que se propagam ao longo da Zona de Convergência Extra-tropical ("frente polar"). Não é rara a presença de vários deles, em diferentes estágios de desenvolvimento, dispostos ao longo da "frente polar", constituindo uma família. No Hemisfério Sul, o membro mais jovem de uma família de ciclones extra-tropicais se encontra a sudoeste da posição ocupada pelo elemento mais antigo.

O sistema nebuloso associado ao ciclone extra-tropical é muito variável. Em virtude da maior inclinação da superfície frontal fria, a faixa de nuvens gerada por essa frente é menos larga do que aquela provocada pela frente quente (Fig. IX.9).

2.2 - Ciclo evolutivo de um ciclone extra-tropical.

Os ciclones extra-tropicais típicos apresentam quatro estágios de desenvolvimento, normalmente de fácil identificação, quando são disponíveis boas imagens obtidas por satélites. Configurações típicas podem ser facilmente identificadas sobre o oceano (Fig. IX.10). Sobre o continente tornam-se de visualização mais difícil face à influência da orografia e à deficiência de umidade (que tende a reduzir ou a mascarar o sistema nebuloso associado à circulação ciclônica). São as seguintes as fases de desenvolvimento de um ciclone extra-tropical típico (Fig. IX.11):

- estágio de onda, quando as nuvens constituem um conglomerado único, de forma arredondada (1, 2, 3);
- estágio de oclusão, em que o sistema nebuloso assume o aspecto de uma virgula invertida (4);
- estágio de maturação, quando se verifica a maior intensidade do centro de baixa pressão e a eliminação total do ar quente à superfície (5);
- estágio de dissipação, caracterizado pelo progressivo desaparecimento do sistema de nuvens, restando apenas um turbilhão que enfraquece (6, 7, 8).

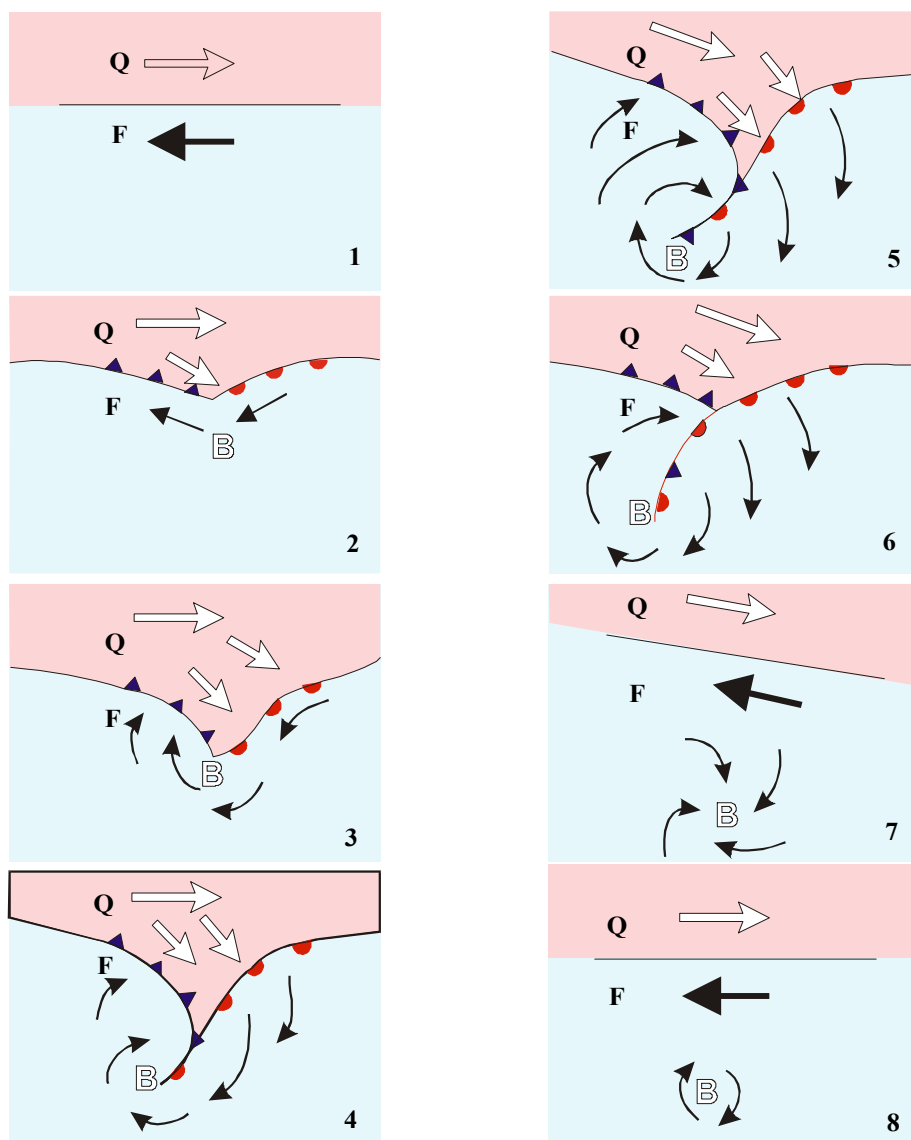


Fig. IX 11 - Esquema da evolução de um ciclone extra-tropical (B), indicando-se o ar frio (F) e quente (Q).

3. Ciclones tropicais.

Os ciclones tropicais, também chamados furacões ou tufões,) são vórtices ciclônicos profundos que se desenvolvem na Região Tropical, normalmente entre latitudes de 10 a 20°, com diâmetro da ordem de 1000 km. Em uma carta meteorológica de

superfície, são caracterizados por um conjunto de isóbaras quase circulares, delimitando um núcleo onde a pressão é acentuadamente baixa: cerca de 50 a 100 mb menor que a observada na área circunjacente não afetada pela tormenta. Surgem sobre o oceano tropical, onde a água é quente e o suprimento de vapor d'água muito abundante, a partir de um centro de baixa pressão. Nem todos os vórtices ciclônicos evoluem até formarem um furacão. Alguns persistem como simples centros ciclônicos migratórios, ditos tempestades tropicais, que terminam desaparecendo. Outros, porém, se intensificam a uma taxa mais ou menos acelerada. Neste caso, podem se transformar em furacões (às vezes em menos de 24 horas) e, movendo-se rápida ou lentamente, ou mesmo estacionando por muitas horas, causam pânico e destruição aonde passam.

Basicamente há dois diferentes tipos de ciclones tropicais: aqueles cuja intensidade é máxima próximo à superfície terrestre e vai diminuindo com a altitude (ditos de núcleo quente) e outros cuja máxima intensidade ocorre na alta troposfera, diminuindo em direção à superfície (ditos de núcleo frio).

A região perturbada pela atividade de um ciclone tropical maduro é facilmente identificável em imagens geradas por satélites, devido ao típico sistema nebuloso espiralado. O diâmetro desse sistema varia muito de um furacão para outro, situando-se entre 400 e 2000 km (Fig. IX.12). Verticalmente o vórtice ciclônico se estende, desde a superfície, até atingir a tropopausa. Ao nível médio do mar a pressão atmosférica, na área central do furacão, pode ser menor que 950 mb (Nieuwolt, 1977).

Coincidindo com o centro do sistema nebuloso (e, portanto, com o núcleo de baixa pressão), há uma área, aproximadamente circular, com 25 a 65 km de diâmetro (Riehl, 1965), conhecida como o "olho" do ciclone (Fig. IX.12). Ali as condições atmosféricas são bastante calmas, praticamente não existem nuvens e o vento é fraco. A ausência de nuvens no "olho" se dá em decorrência do intenso movimento subsidente do ar (Fig. IX.9) que contribui para a redução da pressão atmosférica à superfície.

A componente tangencial do vento à superfície é muito maior que a componente radial. A velocidade do vento facilmente ultrapassa a 100 km h^{-1} na área próxima ao "olho". São conhecidos casos em que ocorreram ventos com velocidade de 200 km h^{-1} ou maior. É evidente que registros de vento são muito difíceis de obter nessas circunstâncias, devido à destruição dos próprios instrumentos de medida (Nieuwolt, 1977). A partir das vizinhanças do centro do furacão, a velocidade do vento à superfície tende a diminuir gradualmente, caindo para cerca de 50 km h^{-1} , ou menos, a uma distância do centro aproximadamente igual a $4/5$ do raio.

Em torno do "olho" elevam-se verdadeiras muralhas de nuvens convectivas (cumulonimbos), cujos topos alcançam o limiar da tropopausa, produzidas pela intensa atividade convectiva e que provocam violentos aguaceiros (com elevada liberação de calor latente), acompanhados de relâmpagos e trovões. Os registros de precipitação, obtidos durante a passagem de um furacão, são bastante díspares, tanto pelo efeito do vento sobre os instrumentos de medida, como pela influência dos obstáculos próximos.

Muitas vezes a água já depositada na superfície do solo é arrastada pelo vento e atinge os instrumentos de medição. Em decorrência da passagem de um furacão, totais pluviométricos de 500 mm são bastante comuns (Riehl, 1965). Precipitações muito elevadas podem se estender a até 100 km do centro, alcançando 800 a 2000 mm dia⁻¹, dependendo da violência do ciclone. No entanto, a intensidade da chuva depende da posição da estação meteorológica em relação à trajetória do centro do furacão.

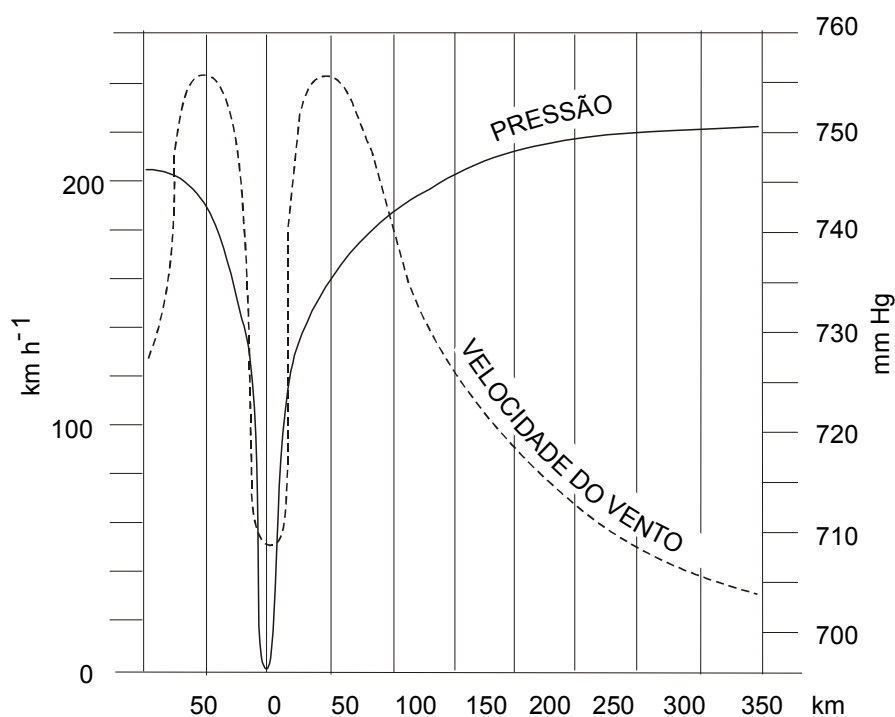


Fig. IX 12 - Distribuição média da pressão atmosférica (mm Hg) e da componente tangencial do vento (km h⁻¹) em um ciclone tropical típico.

Os ciclones tropicais duram cerca de uma semana, em média. Originam-se em ar quente, sobre áreas oceânicas tropicais, onde a temperatura da superfície da água é mais elevada (igual ou superior a 27°C), normalmente no final do verão e início do outono. O calor sensível e latente cedidos pelo oceano subjacente é importante ao desenvolvimento do ciclone tropical, haja vista que perde rapidamente de intensidade quando atinge terra. A presença de uma corrente oceânica quente é favorável à formação dessas perturbações. Surgem na faixa tropical dos oceanos Pacífico (Fig. IX.13), Atlântico norte e Índico. Não se formam no Atlântico tropical sul, provavelmente porque a circulação à superfície é normalmente anticiclônica, mas esse fato não está confirmado.

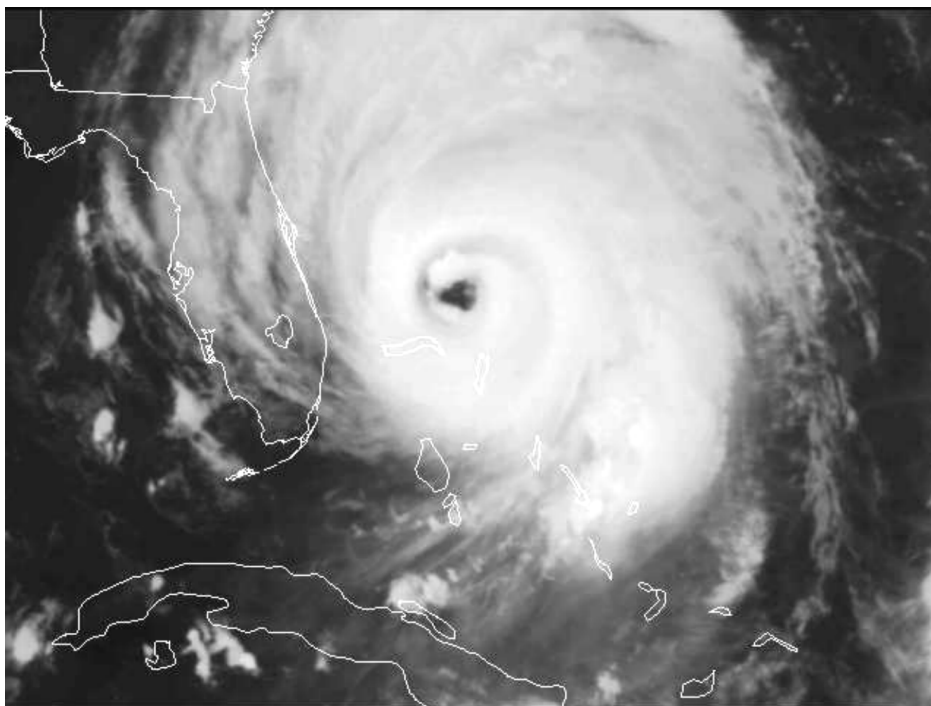


Fig. IX 13 - Sistema nebuloso associado ao ciclone Floyd, cujo “olho” se deslocava a leste da Flórida, em 14/09/99 (Cortesia NOAA).

4. Ondas de leste.

As perturbações atmosféricas que se verificam nos trópicos nem sempre são causadas por vórtices ciclônicos bem caracterizados. Superposta à corrente dos alísios algumas vezes se percebe a presença de conglomerados de nuvens convectivas que se deslocam para oeste, acompanhando um cavado. Essas perturbações, que em uma carta meteorológica de superfície assumem o aspecto de uma faixa em forma de I, de V ou de vírgula, estão no bojo de uma onda senoidal no campo do escoamento do ar, associada ao cavado (visível na carta de pressão ao nível médio do mar), o qual avança com o tempo (Fig. IX.14). Tais configurações do campo bórico são conhecidas como ondas de leste (ou ondas de este). Formam-se sobre o oceano e duram de uma a duas semanas, deslocando-se de 6° a 7° de longitude por dia (Barry, 1968), o que corresponde à velocidade média típica de 25 km h^{-1} , normalmente inferior à da corrente básica. Algumas vezes a perturbação no campo da pressão se faz sentir até o nível da tropopausa.

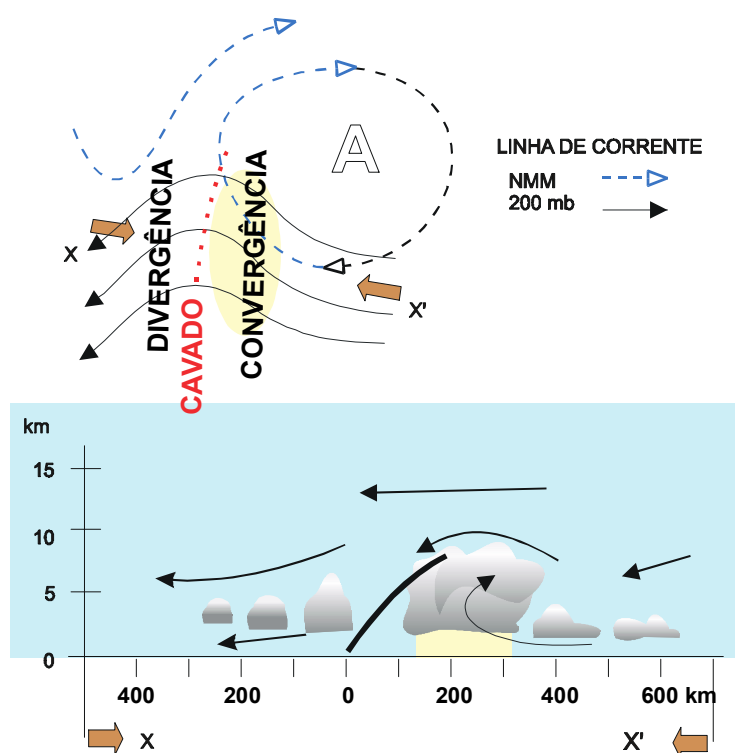


Fig. IX.14 - Esboço das linhas de corrente (acima) e do perfil vertical da atmosfera no eixo X-X' (abaixo), mostrando uma onda de leste (Hemisfério Norte).

O cavado normalmente se inclina para leste com a altitude (Saucier, 1969). Há convergência do vento à superfície e, portanto, movimento ascendente, na parte posterior do cavado; à frente dele ocorre divergência à superfície, caracterizando movimento vertical subsidente (Fig. IX.14). As chuvas mais intensas se verificam exatamente após a passagem do eixo do cavado, já que é atrás deste que se processam os movimentos ascendentes mais fortes. O vento, à superfície, muda rapidamente de direção com a sua passagem.

Acompanhando o cavado há uma faixa de nuvens convectivas bem desenvolvidas que produzem aguaceiros. O comprimento da faixa nebulosa provocada pelas ondas de leste varia de 2000 a 4000 km e sua forma lembra a de um “V” invertido.

Em algumas ocasiões, quando a onda de leste se intensifica um pouco mais, a convergência à superfície pode ser suficiente para originar um pequeno centro de baixa pressão e, nessas circunstâncias, surge uma isóbara fechada na carta de superfície. Esse pequeno núcleo ciclônico pode se intensificar, transformando-se num vórtice mais desenvolvido que, eventualmente, pode progredir até o estágio de furacão.

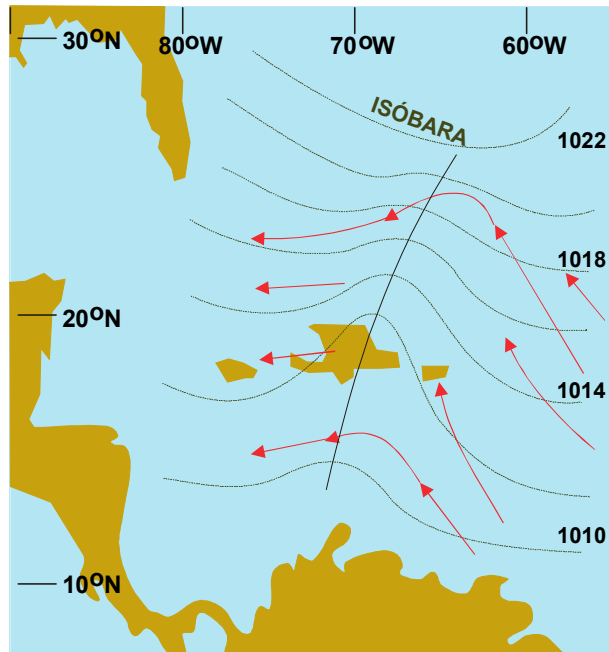


Fig. IX.15 - Onda de leste (Atlântico Norte) com isóbaras (mb) indicadas por linhas tracejadas.

5. Depressões monçônicas.

Durante as monções de verão ao norte do Oceano Índico, o vento sopra de sudoeste nos baixos níveis enquanto que nos altos níveis são predominantemente de leste, devido ao jato tropical de leste centrado em aproximadamente 15°N que domina a circulação da troposfera superior entre junho e setembro (Fig. IX.16). Nos baixos níveis o vento procedente de sudoeste muda a direção para leste (sentido anti-horário) devido a presença da cordilheira do Himalaia, favorecendo a circulação ciclônica nos baixos níveis sobre a Índia e Bahia de Bengala. O aquecimento da região do Tibete constitui, nessa época, importante fonte de calor para a troposfera e reforça a área de baixa pressão ao norte da Índia. Nessas condições formam-se vórtices ciclônicos na Bahia de Bengala.

Nessas circunstâncias formam-se vórtices ciclônicos com diâmetro de 500 a 1000 km na região da Bahia de Bengala (Fig. IX.17). No centro desses vórtices de núcleo quente a pressão à superfície é cerca de 3 a 10 mb inferior a do ambiente não perturbado circunjacente. O centro da depressão é normalmente bem desenvolvido ao nível de 750 mb. Em geral duram menos de uma semana mas a intensa convecção na parte sudoeste é apontada como a principal responsável pelas intensas chuvas que o-

correm no litoral leste da Bahia de Bengala e, ao se moverem para noroeste, com alta atividade convectiva à frente, provocam chuvas também no norte da Índia e Paquistão.

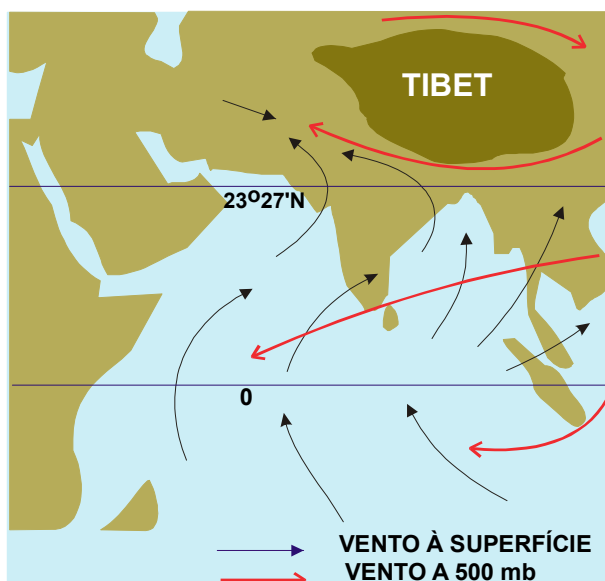


Fig. IX.16 - Circulação típica das monções de verão (junho a setembro) na Índia.

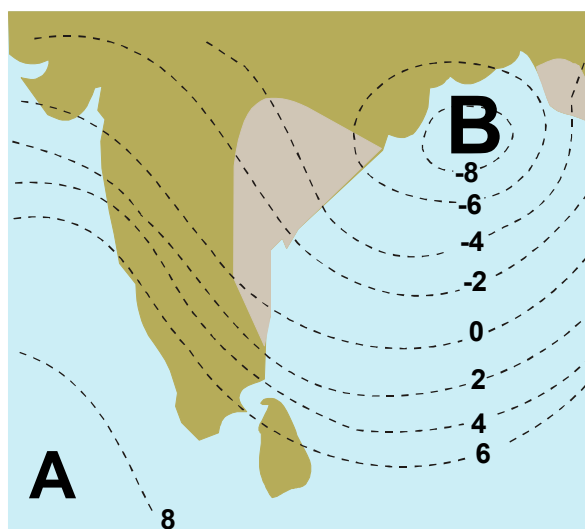


Fig. IX.17 - Típica depressão monçônica na Bahia de Bengala. As linhas interrompidas indicam desvios da pressão (mb); as áreas mais claras do continente denotam precipitação intensa.

6. Vórtices ciclônicos de altos níveis.

Os vórtices ciclônicos de altos níveis, são também chamados de baixas frias, baixas desprendidas, ciclones Hona (Hawai). Conforme a região em que se formam são conhecidos, ainda, como vórtices de Palmén, com origem extratropical e vórtices de Palmer, de origem tropical. Consistem em uma circulação ciclônica fechada, de escala sinótica, cujo núcleo é mais frio que a periferia e que se forma na alta troposfera. Surgem na alta troposfera tropical e são inicialmente detectados nas cartas sinóticas de 200 mb. Penetram gradualmente para baixo atingindo a média troposfera. Apenas em 60% dos casos atingem a 700 mb e só em cerca de 10% conseguem atingir a superfície. Na vertical, o eixo do vórtice normalmente se inclina em direção ao ar mais frio. Podem ter um tempo de atividade curto ou persistirem por vários dias consecutivos, ou mesmo semanas, mantendo-se quase-estacionários ou movendo-se rápida e irregularmente. O movimento vertical é subsidente no centro do vórtice e ascendente na periferia, especialmente na área de máxima atividade convectiva visível em imagens de satélites.

Kousky e Gan (1981) apresentam uma proposta para o mecanismo de formação dos vórtices ciclônicos de altos níveis, de origem tropical, que se verificam sobre o Atlântico tropical sul. Seriam originados a partir de um sistema frontal fortemente amplificado (penetrando na faixa subtropical) associado a um cavado bastante intenso situado à jusante. Com o movimento do sistema frontal para sudeste, a porção distal do cavado se fecharia e acabaria por se desprender do próprio cavado (Fig. IX.18).

O sistema nebuloso é intenso, revelando forte convecção adiante da direção do movimento do vórtice. Em vórtices estacionários a convecção envolve todo o centro. Eventualmente podem ser observadas formações de cumulonimbos na parte interior quando o vórtice ciclônico atinge o continente ou quando se move sobre águas quentes. Há uma tendência de se moverem para oeste e atingirem o Nordeste do Brasil (Kousky, Gan e Virji, 1993).

Originam-se nos meses de primavera, verão e outono sobre o Atlântico, sendo o mês de janeiro o de maior frequência de ocorrência. Quando penetram no continente, atingindo o Nordeste, causam precipitação na costa norte daquela região e nos estados do Piauí e oeste de Pernambuco, mantendo céu limpo na Bahia (Kousky e Gan, 1991; Gan, 1993).

Vórtices ciclônicos de altos níveis, oriundos no leste do Pacífico, podem atravessar a Cordilheira dos Andes e atingir a América do Sul. Uma considerável quantidade desses vórtices consegue, de fato, atravessar a região central da América do Sul, aonde são responsáveis por aumento da nebulosidade e da precipitação. A climatologia desses vórtices está sendo estudada. Os primeiros resultados indicam (Lourenço, 1994) que, embora encontrados durante todo o ano no sudeste do Pacífico, a maior frequência ocorre no inverno e a menor no verão. Cerca de 59% consegue atravessar a cordilheira dos Andes e atingir o litoral leste da América do Sul.

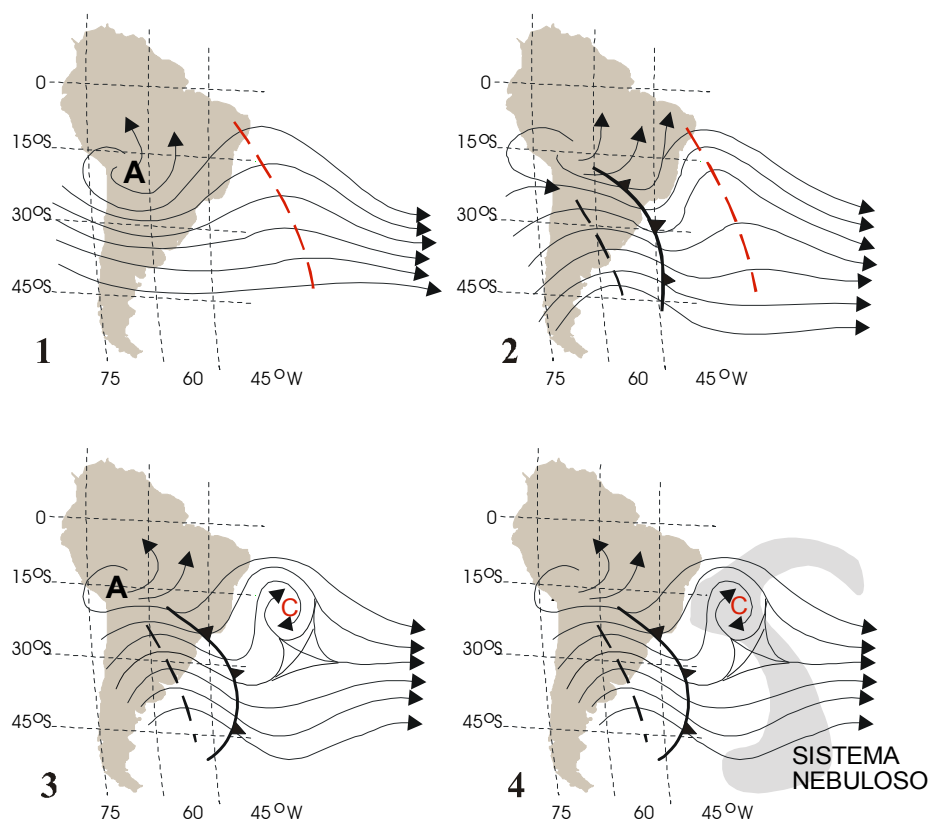


Fig. IX.18 - Formação de um vórtice ciclônico (B) em altos níveis sobre o Atlântico sul (1 a 3) e a nebulosidade associada ao sistema na última fase (4). São indicados o escoamento em 200 mb (linhas cheias), o eixo dos cavados (linhas tracejadas), a Alta da Bolívia (A) e a posição da frente fria (linha com triângulos).

7. “Furacões polares”.

Baixas polares são vórtices ciclônicos de escala sub-sinótica que se observem nas regiões circumpolares. Apresentam algumas características que as fizeram ser consideradas como as correspondentes polares dos ciclones tropicais, daí o termo “furacão polar” (Fig.IX.19). Apresentam núcleos quentes e “olho”, desenvolvendo faixas espiraladas de nuvens à semelhança dos ciclones tropicais e têm, como estes, acentuado enfraquecimento quando se movem sobre terra.

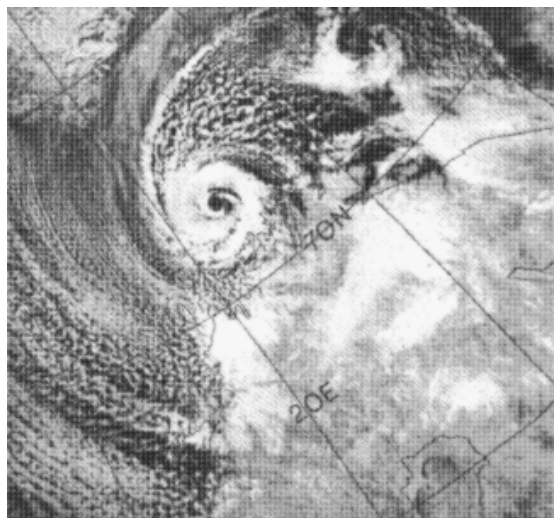


Fig. IX.19 - Baixa polar sobre o mar da Noruega (Nordeng e Rasmussen, 1992).

8. Exercícios.

- 1 - Justificar porque a presença de um centro ciclônico em uma região impede que ali se forme uma massa de ar (mesmo que a região seja extensa e com características bastante homogêneas).
- 2 - Relacionar a seqüência de modificações no estado da atmosfera, tal como percebida por um observador situado no sul do Brasil, antes, durante e depois da passagem de uma frente fria.
- 3 - Considere-se que o ciclone extra-tropical representado na Fig. IX.9 está sobre o Atlântico sul e que uma lancha desloca-se velozmente do ponto A ao ponto B. Pede-se esboçar curvas que indiquem a variação da pressão atmosférica e do vento, (direção e velocidade) tal como observada pela tripulação da lancha. Sugestão: dividir a distância A-B em dez segmentos iguais e verificar a pressão e o vento no ponto médio de cada intervalo (interpolando, se necessário).

CAPÍTULO X

EVAPORAÇÃO E EVAPOTRANSPIRAÇÃO.

1. Fatores intervenientes.

Em Meteorologia o termo evaporação é usado para designar a transferência de água para a atmosfera, sob a forma de vapor, decorrente, tanto da evaporação que se verifica no solo úmido sem vegetação, nos oceanos, lagos, rios e em outras superfícies hídricas naturais, como da sublimação que se processa nas superfícies de gelo (geleiras, campos de neve etc.). O termo evapotranspiração é empregado para exprimir a transferência de vapor d'água para a atmosfera, proveniente de superfícies vegetadas. A evapotranspiração engloba duas contribuições: a evaporação da umidade existente no substrato (solo ou água) e a transpiração resultante da atividade biológica dos seres vivos que o habitam.

Segundo a teoria cinética dos gases, a passagem da água à fase gasosa se dá como resultado do aumento da energia cinética das moléculas, requerendo, por isso, o dispêndio de uma certa quantidade de calor (o calor latente de vaporização). Assim, a transição de fase líquido-vapor ou sólido-vapor depende do saldo de energia disponível à superfície-fonte e, por conseguinte, de sua temperatura. Por outro lado, a difusão do vapor d'água produzido na interface superfície-atmosfera está condicionada à pressão parcial do vapor reinante na camada atmosférica vizinha à própria superfície-fonte. Assim, se essa camada estiver saturada, a quantidade das moléculas que abandonam a superfície-fonte (passando ao estado gasoso), em um certo intervalo de tempo, torna-se igual à quantidade das que retornam ao estado líquido, no mesmo intervalo. Nessas circunstâncias, a evaporação virtualmente cessa. Apenas quando a camada atmosférica adjacente não está saturada é que a quantidade das moléculas de água que abandonam a superfície-fonte é superior a das que a ela voltam. O vento remove o vapor d'água produzido, evitando que a atmosfera adjacente se sature. Outro aspecto a considerar é a turbulência, que aumenta com a velocidade do vento, acelerando a difusão vertical do vapor d'água gerado na interface superfície-atmosfera. Como consequência

desses fatos, o fluxo vertical de vapor d'água para a atmosfera está condicionado pelo saldo de energia disponível, pela velocidade do vento e pelo teor de umidade reinante na camada de ar justaposta à superfície evaporante.

Em se tratando de superfícies de água, a evaporação é ainda influenciada pelas propriedades físicas da água, principalmente sua salinidade. No caso da superfície-fonte estar representada pelo solo desnudo úmido, as propriedades físicas do solo igualmente interferem no processo evaporativo. Assim, sua coloração é importante, por influir no coeficiente de reflexão (albedo) e, portanto, no balanço de energia; sua rugosidade também o é, por interferir na turbulência. Finalmente, quando a superfície-fonte é vegetada, o espectro de fatores intervenientes aumenta ainda mais, pela introdução de variáveis puramente biológicas, incluindo diferentes respostas fisiológicas. Nesse caso, para uma dada condição atmosférica, a evapotranspiração vai depender da espécie de planta e, para cada espécie, da idade, da fase de desenvolvimento, do índice de área foliar, do estado fitossanitário etc., dos indivíduos presentes, bem como da densidade e da composição da comunidade vegetal como um todo. Como muitos fatores ambientais e biológicos são interdependentes, o estudo da transferência de vapor d'água para a atmosfera em superfícies vegetadas torna-se bem mais complexo.

A evaporação e a evapotranspiração são indicadas nas mesmas unidades da precipitação, utilizando-se a altura da lâmina de água, expressa em milímetros. Um milímetro de evaporação, ou de evapotranspiração, equivale à transferência, para a atmosfera, de um litro de água para cada metro quadrado da projeção horizontal da superfície-fonte.

2. Importância.

Em um planeta em que a água potável está se tornando cada vez mais escassa e (conseqüentemente) cara, o estudo das perdas hídricas assume importância crescente. Para o solo vegetado e para os reservatórios de água doce, a evapotranspiração e a evaporação representam, respectivamente, uma demanda considerável de água, justificando-se todos os esforços para quantificá-la e tentar minimizá-la. As perdas por evaporação ou evapotranspiração, exatamente por subtraírem uma substancial fração dos recursos hídricos disponíveis, não podem ser negligenciadas a nível de planejamento e tampouco de execução, em inúmeras atividades humanas. Neste contexto enquadra-se o abastecimento de água para as populações, a agricultura e a indústria.

Em regiões áridas e semi-áridas, onde a disponibilidade hídrica é fator limitante da produção agrícola e, em situações menos favoráveis, chega mesmo a por em risco a sobrevivência de populações inteiras, o conhecimento da distribuição espacial e temporal da transferência de vapor d'água para a atmosfera facilita bastante o estabelecimento de políticas visando ao uso racional da água. Estudos dessa natureza possibilitam a aquisição de conhecimentos que proporcionem melhor controle do aproveitamento de grandes reservatórios, racionalizando a demanda de água para fins industriais, domés-

ticos e agrícolas. Também torna possível quantificar melhor as lâminas de água usadas na irrigação e os turnos de rega, minimizando os desperdícios e mantendo o solo em uma faixa de umidade adequada às plantas.

O estudo da evaporação e da evapotranspiração reveste-se também de especial importância, mesmo quando são considerados apenas aspectos puramente meteorológicos. É que o vapor d'água age como um eficiente meio de transporte meridional de energia (calor latente), interferindo no balanço energético em escala planetária. As áreas que atuam como fontes importantes do vapor d'água atmosférico, tais como a zona tropical dos oceanos e as florestas tropicais, representam sumidouros de energia. Reciprocamente, as porções da atmosfera que atuam como sumidouros de vapor d'água são, concomitantemente, fontes de energia, face ao calor latente liberado quando do retorno do vapor d'água à fase líquida ou sólida.

3. Medida direta da evaporação.

Medidas diretas da evaporação, obtidas por diferença de nível da superfície evaporante, em condições naturais, são muito difíceis de realizar na prática. Um dos obstáculos é a constante presença de ondas, que se tornam maiores com o aumento da superfície líquida e do vento, dificultando a medida exata da variação do nível da água. A limitação mais séria, contudo, reside no fato dessa variação, em um grande reservatório (natural ou artificial), não ocorrer somente por causa da evaporação. Em geral há fluxos hídricos subterrâneos que resultam de contribuições (positivas e negativas), causadas por movimento da água no solo circunjacente ao reservatório e que são difíceis de determinar.

Teoricamente é possível avaliar a evaporação em um reservatório, natural (lago ou lagoa) ou artificial (açude ou barreiro), aplicando-se o princípio da conservação de massa à água. A evaporação seria obtida por diferença, computando-se todos os ganhos e as demais perdas. Como atividade de rotina, isso em geral não pode ser feito com precisão, face aos erros com que são estimadas as perdas e contribuições decorrentes dos fluxos subterrâneos já mencionados, notadamente a infiltração. O grau de incerteza associado à estimativa desses fluxos é quase sempre suficientemente elevado para impedir, nesses casos, qualquer tentativa de aferir a evaporação com a necessária exatidão.

A alternativa que surge é conceber instrumentos destinados a reproduzir, o mais fielmente possível, as condições a que estão expostos os reservatórios de água. Infelizmente, a maior parte dos instrumentos meteorológicos convencionais, usados com esse pretexto, na realidade não medem a evaporação natural; apenas quantificam casos muito particulares de transferência de água para a atmosfera, a partir de pequenos espelhos d'água confinados em recipientes (evaporímetros e tanques evaporimétricos) ou de superfícies porosas umedecidas (atmômetros). Tais instrumentos possuem limi-

tações motivadas por sua geometria, pelos materiais usados em sua confecção e por imposições de exposição, que podem conduzir a leituras bastante afastadas do processo real que pretendem reproduzir. Na melhor das hipóteses aceita-se que as indicações fornecidas por eles possuem alguma correlação com a evaporação natural. É lógico que essa correlação será tanto melhor quanto maior for a capacidade do instrumento em simular (sob os pontos de vista aerodinâmico e energético) a superfície-fonte, cuja evaporação se deseja conhecer.

3.1 - Tanques evaporimétricos.

Tanques evaporimétricos são recipientes, contendo água, usados para medir a evaporação que se processa na superfície líquida, relativamente ampla, que delimitam. Fundamentam-se na aplicação do princípio da conservação da massa à água neles armazenada. Na prática, a medida da evaporação consiste em determinar a variação de nível (em mm) que a superfície líquida experimentou em um dado intervalo de tempo. Rigorosamente falando, a variação do nível da superfície evaporante desses instrumentos pode ser motivada por três efeitos: a evaporação da água, a ocorrência de precipitação e mudança da temperatura. O efeito causado por variação da temperatura é praticamente eliminado realizando as observações sempre à mesma hora do dia. A contribuição devida à precipitação é fácil de determinar, já que deve existir um pluviômetro nas vizinhanças de cada tanque evaporimétrico. Se não houver transbordamento, a lâmina (mm) correspondente ao total de precipitação verificado no período é simplesmente adicionada ao nível (leitura) anterior do tanque. É claro que, se a chuva foi suficiente para causar o transbordamento do tanque, é impossível determinar a evaporação no período.

Diferentes países têm adotado seus próprios modelos de tanque evaporimétrico, confeccionados com diversos materiais, delimitando espelhos d'água de diferentes áreas, acumulando volumes de água distintos e com requisitos de exposição específicos (Tabela X.1).

Quando tanques de modelos diferentes são colocados em funcionamento em um dado local, normalmente fornecem resultados não coincidentes, face às diferentes respostas (aerodinâmicas e energéticas) que apresentam. A falta de padronização internacional, portanto, inviabiliza qualquer tentativa de comparação direta dos dados coletados. Ajustes prévios são recomendados antes de se efetuar a comparação de resultados obtidos por diferentes equipamentos mas, a questão desses ajustes é complicada porque as respostas não são necessariamente lineares.

Um tanque evaporimétrico de grandes proporções, como o modelo russo de 20 m² (Fig. X.1), convenientemente instalado e operado, simula melhor as condições às quais está sujeita a água em um grande reservatório. Por isso, tem condições de fornecer leituras mais condizentes com a realidade. Os custos com a confecção e a instalação de grandes tanques evaporimétricos são, todavia, elevados e dificilmente podem

ser suportados pelos agricultores. Por outro lado, as lavagens periódicas para limpeza e o reabastecimento diário desses tanques exigem grandes quantidades de água, que nem sempre é fácil de conseguir. Em contrapartida, um pequeno tanque evaporimétrico seria barato e prático, mas certamente teria o inconveniente de não representar de modo adequado as condições reais em que se dá a evaporação em um grande reservatório. Tanques muito pequenos não conseguiriam simular bem o balanço de radiação, nem o efeito do vento. O que tem se buscado é obter um tamanho ideal de tanque evaporimétrico, de baixo custo e capaz de reproduzir, com certa confiabilidade, as condições de exposição às quais está sujeito o espelho d'água de um reservatório.

TABELA X.1

CARACTERÍSTICAS DE ALGUNS MODELOS DE TANQUE EVAPORIMÉTRICO CILÍNDRICO, DENTRE OS MAIS USADOS.

NOME E ORIGEM	DIMENSÕES	MATERIAL UTILIZADO	REQUISITOS DE EXPOSIÇÃO
Classe A U. S. Weather Bureau	diâmetro: 120,7 cm profundidade: 25,5 cm	Ferro galvanizado	Acima do solo, sobre estrado de madeira. enchido até 5cm da borda
BPI U. S. Bureau of Plant Industry	diâmetro: 182,9 cm profundidade: 61,0 cm	Ferro galvanizado	Enterrado. Sua borda é mantida a 10 cm a cima do solo. O nível da água não deve oscilar mais que 1 cm em relação ao do solo.
Colorado EUA	diâmetro: 59,6 cm profundidade: 46,0 a 91,0 cm	Ferro galvanizado	Enterrado até 5cm da borda. O nível da água é mantido um pouco abaixo do nível do solo
GGI - 3000 Rússia	Com fundo cônico diâmetro: 59,8 cm; profundidade central: 68,5 cm; profundidade lateral: 60,0 cm	Ferro galvanizado	Enterrado. A borda é mantida a 7,5 cm acima da superfície do solo.
Tanque de 20m ² Rússia	diâmetro: 500 cm profundidade: 200 cm	Ferro	Enterrado. A borda é mantida a 7,5 cm acima da superfície do solo.
Tanque telado (Young) EUA	diâmetro: 61,0 cm profundidade: 92,0 cm	Ferro galvanizado	Enterrado. A borda fica 5 cm acima do solo. Uma tela de ferro com 0,6cm de malha é instalada entre a borda e nível da água.

Os tanques evaporimétricos enterrados parecem simular melhor as condições naturais, especialmente se tiverem uma ampla superfície evaporante (Fig. X.1). Os tanques enterrados menores, embora mais baratos e mais facilmente removíveis para inspeção (Fig. X.2), podem não apresentar resultados tão bons quanto os primeiros, haja vista o efeito dinâmico que sua borda provoca no escoamento do ar que flui sobre a pequena superfície evaporante. Além disso, há a influência devida às rápidas trocas de calor com o solo circunjacente. Outro problema com os tanques enterrados é o erro causado pela captação de respingos de chuva, o qual aumenta com a redução do espelho d'água.

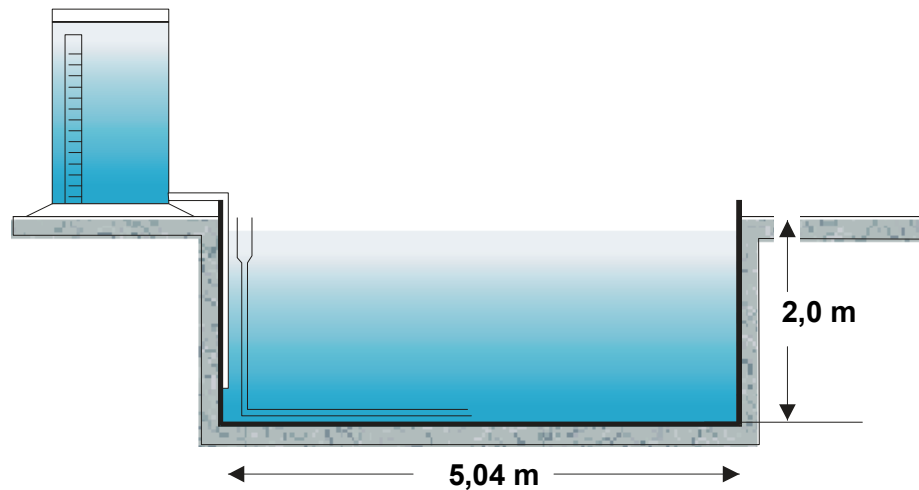


Fig. X.1 - Esboço do tanque russo com superfície evaporante de 20 m².

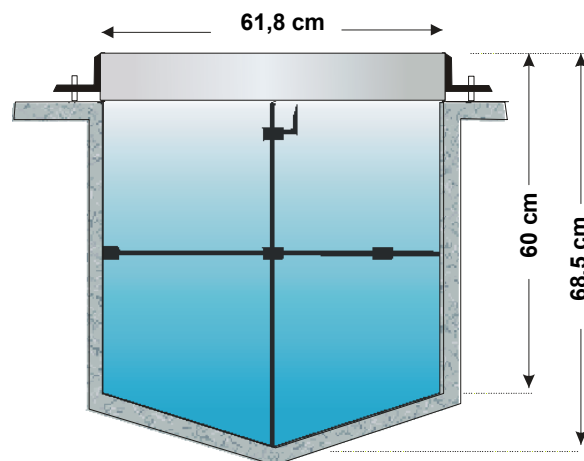


Fig. X.2 - Tanque enterrado com 3000 cm² de superfície evaporante.

Os tanques não enterrados (Fig. X.3), embora tenham limitações no que concerne à menor representatividade, quanto às trocas energéticas e ao efeito do vento, são de mais fácil instalação que os enterrados e permitem que se façam rapidamente as inspeções periódicas (para verificar a integridade de suas paredes), detectando-se rapidamente quaisquer vazamentos. Têm, ainda, a vantagem de ficarem isentos da indesejável contribuição dos respingos de chuva.

Os tanques telados possuem o atrativo de acumular menos detritos e de dificultar o acesso de animais à água, notadamente os pássaros, fato muito comum em áreas áridas e semi-áridas (onde o tanque evaporimétrico pode ser a única fonte de suprimento hídrico em um raio de muitos quilômetros, na época seca). Em contrapartida, a aeração da superfície evaporante é reduzida e a própria tela influencia no balanço de radiação.

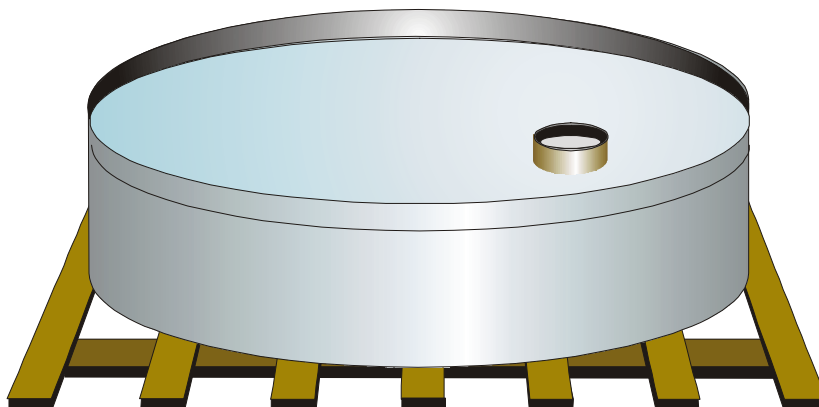


Fig. X.3 - Tanque evaporimétrico "Classe A" instalado, vendo-se, em seu interior, o poço tranquilizador.

3.1.1 - Tanque evaporimétrico "Classe A".

Um dos modelos de tanque evaporimétrico mais difundidos no ocidente e adotado no Brasil é o "Classe A", desenvolvido pelo *U. S. Weather Bureau* (Fig. X.3). Trata-se de um tanque não enterrado e não telado, montado a céu aberto sobre uma grade de barrotes de madeira, colocada em nível. Como acessórios, o tanque evaporimétrico "Classe A" possui um poço tranquilizador (Fig. X.4), um micrômetro (Fig. X.5) e um nível de pedreiro.

O poço tranquilizador é instalado dentro do tanque, a cerca de 30 cm de sua borda e tem a finalidade de manter uma pequena parte da superfície evaporante praticamente isenta das ondulações causadas pelo vento, permitindo determinar seu nível

com maior exatidão. É constituído por um cilindro, confeccionado com uma liga metálica não corrosiva (em geral bronze), tendo 9,5cm de diâmetro interno e 21,7 cm de altura (Fig. X.4) e que está fixado a uma base do mesmo material, dotada de três parafusos de nivelamento (para permitir colocar a borda do cilindro em posição horizontal). O fundo do cilindro dispõe de um pequeno orifício, que assegura sua comunicação com a água do tanque. No interior do cilindro, portanto, a água está ao mesmo nível que à sua volta, porém, a superfície líquida mantém-se muito menos agitada.

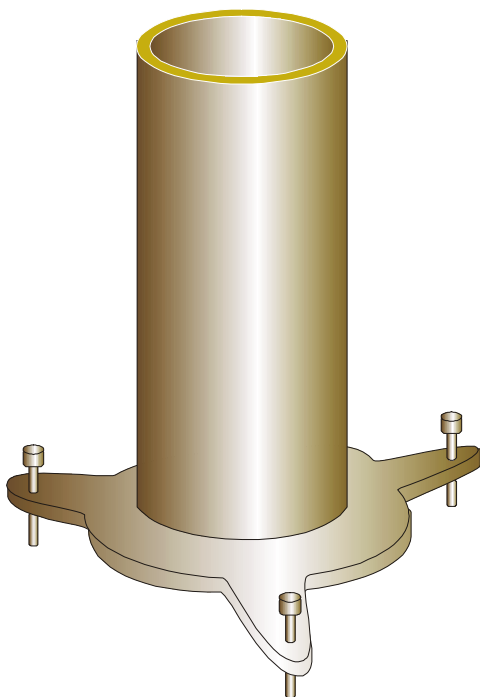


Fig. X.4 - Poço tranquilizador do tanque evaporimétrico "Classe A".

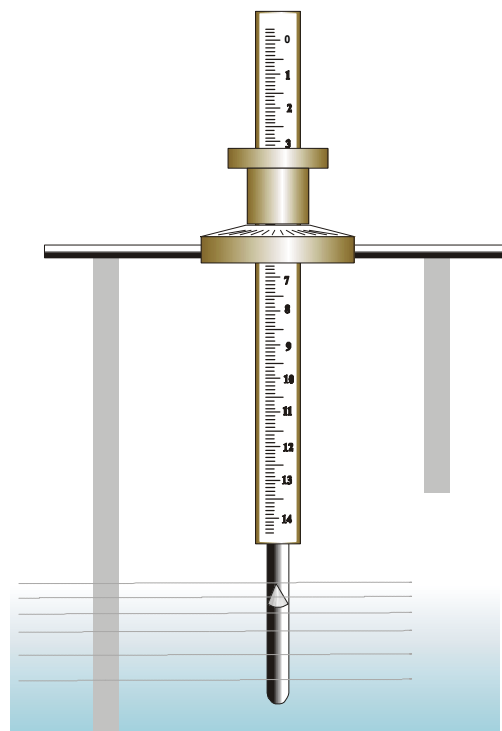


Fig. X.5 - Micrômetro para leitura do tanque evaporimétrico "Classe A".

O micrômetro (Fig. X.5) é usado para medir a variação do nível da superfície evaporante no interior do tranquilizador, tomando com referência o plano de sua borda (instalada horizontalmente). É constituído por uma base de metal, dotada de três pinos de apoio e de uma rosca-sem-fim, acionada por um anel solidário a uma escala circular, com divisões equivalentes a 0,02 mm. A rosca-sem-fim faz deslocar, para cima ou para baixo, uma haste vertical, que termina em gancho. Nessa haste está gravada uma escala cujas divisões equivalem a 1mm. Para efetuar a leitura, o micrômetro é apoiado na

borda do tranqüilizador e o anel é girado, até que a extremidade pontiaguda do gancho tangencie a superfície da água. Os milímetros inteiros são indicados na escala vertical e os décimos e centésimos, no anel suporte da rosca-sem-fim.

É evidente que uma aproximação de 0,02mm em medidas da evaporação não tem sentido prático algum. Essa distorção resultou, provavelmente, de erro cometido quando da adaptação do instrumento, no momento de sua introdução no Brasil (Varejão-Silva, 1982). De fato, a unidade de comprimento usada nos Estados Unidos é a polegada (25,4mm) e, nessas circunstâncias, dois centésimos de polegada equivalem a 0,508mm. A precisão requerida, portanto, seria apenas de meio milímetro. No entanto, a apressada "adaptação da tecnologia" foi feita adotando os mesmos dois centésimos de precisão, sem que houvesse nenhuma preocupação com a diferença da ordem de magnitude das unidades adotadas (polegada e milímetro)!

Antes de se iniciar uma leitura deve-se girar um pouco a escala circular do micrômetro fazendo com que a extremidade do gancho se aproxime do plano que contém as hastes de apoio. Em seguida, o micrômetro é pousado sobre a borda do tranqüilizador e a escala circular é girada no sentido oposto. O observador deve verificar que, imediatamente antes de submergir, a extremidade pontiaguda do gancho forma um menisco côncavo na superfície da água. A partir desse instante, a escala circular deve ser girada muito lentamente a fim de que possa ser sustentada a operação no exato momento em que o menisco desaparecer. O micrômetro é então retirado da borda do tranqüilizador para a leitura. A parte inteira da leitura é obtida na escala vertical (gravada na haste que sustenta o gancho); os décimos e centésimos de milímetro são fornecidos pela escala circular solidária à rosca-sem-fim.

Em um certo intervalo de tempo, a evaporação é obtida pela diferença entre as leituras do nível da água, tomadas no início e no fim desse mesmo intervalo. Caso tenha havido precipitação no período, a lâmina equivalente à chuva deve ser somada à evaporação medida. Como foi dito, a evaporação fica indeterminada se a chuva for suficiente para causar o transbordamento do tanque. A necessidade de se conhecer a quantidade de chuva incidente no tanque exige a presença de um pluviômetro em suas proximidades (em posição que não cause sombreamento no tanque). O nível de pedreiro (nível-de-bolha) destina-se a nivelar a borda livre do tranqüilizador quando de sua instalação inicial e todas as vezes que o tanque é esvaziado para limpeza.

Na parede interna do tanque evaporimétrico "Classe A" existem duas referências pintadas, indicando os limites superior (a 5cm da borda) e inferior (a 7,5 cm da borda) em que deve ser mantido o nível da água. O reabastecimento, quando necessário, é feito após a leitura (relativa ao fim do intervalo de tempo adotado). Imediatamente após o abastecimento outra leitura é efetuada: a inicial para o novo intervalo de tempo que começa.

3.1.2 - Comparações com a evaporação natural.

A título ilustrativo reproduziram-se adiante alguns dados obtidos por Molle (1989), relacionando a evaporação medida em tanques evaporimétricos "Classe A" com aquela calculada pelo rebaixamento de nível do espelho d'água em vários açudes (Tabela X.2), sem levar em conta a infiltração. Os maiores coeficientes (acima de 0,9) foram atribuídos pelo autor ao efeito da infiltração e à maior exposição dos respectivos açudes ao vento.

TABELA X.2

VALORES MÉDIOS DO QUOCIENTE ENTRE A EVAPORAÇÃO DE AÇUDES ($E_{AÇU}$), MEDIDA PELA VARIAÇÃO DO NÍVEL DA ÁGUA, E A EVAPORAÇÃO DO TANQUE "Classe A" (E_{TAN}).

Açude	Volume $\times 10^6 \text{ m}^3$	$E_{AÇU} / E_{TAN}$ média	$E_{AÇU} / E_{TAN}$ desvio-padrão
Conceição (Riacho do Navio, PE)	1,78	0,86	0,10
Jatobá (Sumé, PB)	–	0,87	0,13
João Fragoso (Tauá, CE)	1,30	0,97	0,12
Juá (Tauá, CE)	1,50	0,95	0,13
Moquem (Tauá, CE)	0,89	0,85	0,12
Uruçu (Sumé, PB)	–	0,94	0,14

FONTE: Molle (1989)

3.2 - Atmômetros.

Os atmômetros, como mencionado, medem a evaporação que se verifica a partir de uma superfície porosa úmida. No Brasil o atmômetro mais usado em Meteorologia é conhecido como evaporímetro de Piche.

Trata-se de um tubo de vidro transparente, com cerca de 30 cm de comprimento e 1 cm de diâmetro, tendo uma das extremidades fechada e provida de um anel para dependurá-lo. Na extremidade oposta é fixado, por meio de uma presilha, um disco de papel poroso. Na parede do tubo há uma escala gravada, cuja graduação depende das especificações (diâmetro e porosidade) do disco de papel usado e da unidade adotada para exprimir a evaporação. Há modelos com escala em milímetros de evaporação, em centímetros cúbicos e em mililitros. Assim, cada modelo deve funcionar com o tipo de disco especificado pelo fabricante.

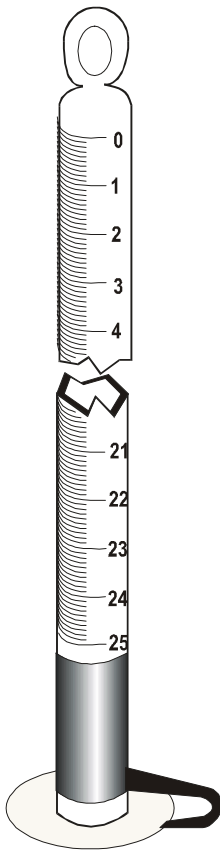


Fig. X.6 - Atmômetro de Piche.

O atmômetro de Piche é normalmente instalado no interior do abrigo de instrumentos (ver Capítulo II). Quando em operação, a água contida no tubo conserva úmido o disco de papel.

A evaporação é avaliada pela diferença entre duas leituras consecutivas (correspondentes ao início e ao fim de um dado intervalo de tempo).

As condições de exposição do atmômetro de Piche diferem bastante daquelas a que estão sujeitas as grandes superfícies livres de água. Dentro do abrigo de instrumentos meteorológicos está protegido da radiação solar e do vento, embora haja ali um pouco de circulação devido ao ar que perpassa as venezianas.

Acredita-se o atmômetro de Piche responda melhor ao chamado poder evaporante do ar à sombra, geralmente expresso em função da diferença entre a pressão de saturação e a pressão real do vapor d'água do ar, do que ao saldo energético.

Acredita-se o atmômetro de Piche responda melhor ao chamado poder evaporante do ar à sombra, geralmente expresso em função da diferença entre a pressão de saturação e a pressão real do vapor d'água do ar, do que ao saldo energético.

Esse instrumento ainda é encontrado em estações meteorológicas convencionais embora seu uso tenha sido abandonado em vários países há várias décadas (Rider, 1958).

4. Medida direta da evapotranspiração.

4.1 - Evapotranspiração real, potencial e de referência.

A evapotranspiração que se verifica em uma dada parcela de solo cultivado depende das condições meteorológicas reinantes, da atividade biológica da vegetação presente e, ainda, da umidade disponível na zona das raízes. Mantidas constantes todas as demais variáveis, a taxa evapotranspirométrica aumenta à proporção em que a umidade do solo se aproxima da capacidade de campo, em geral estabilizando-se um pouco abaixo desta (Asce, 1973). Por outro lado, à medida em que a disponibilidade hídrica na zona explorada pelas raízes se aproxima do ponto de murcha permanente, a evapotranspiração tende a zero. Então, a transferência vertical de vapor d'água para a atmosfera (por evaporação e transpiração), que se verifica a partir de uma parcela de terreno vegetado, em condições naturais ou de cultivo (irrigado ou não), está condicionada à disponibilidade hídrica do solo em questão e se chama evapotranspiração real. Dados de evapotranspiração real dificilmente poderiam ser usados para comparações. Em primeiro lugar, porque as variáveis meteorológicas intervenientes oscilam muito no espaço e também no tempo; em segundo porque o fenômeno está condicionado à resposta fisiológica da comunidade vegetal presente a qual, como já salientado, muda com a idade, a fase de desenvolvimento, o estado fitossanitário e a distribuição espacial dos indivíduos da espécie em questão. O abacaxizeiro, por exemplo, tem uma baixa atividade transpiratória durante o dia porque mantém fechados seus estômatos.

Com o objetivo de estabelecer um parâmetro comparativo, C. W. Thornthwaite introduziu, em 1944 (Thornthwaite e Hare, 1965), o termo evapotranspiração potencial (EP), definindo-a como *a perda d'água por uma parcela de solo úmido, totalmente revestida de vegetação e suficientemente extensa para eliminar o efeito de oásis*. Embora tenha o mérito de ser a primeira tentativa de parametrizar a evapotranspiração, a definição anterior não é bastante precisa. Em 1956, H. L. Penman modificou um pouco o conceito original de EP introduzido por Thornthwaite, definindo-a como sendo *a quantidade de água transpirada na unidade de tempo, a partir de uma vegetação rasteira e verde, recobrando totalmente o solo, com altura uniforme e sem jamais sofrer limitações hídricas* (Tanner e Pelton, 1960). O conceito proposto por Penman tampouco pode ser considerado preciso, já que não especifica o tamanho mínimo da parcela, não define a faixa de bordadura (em torno da parcela), não estabelece a altura nem o tipo de vegetação e deixa em aberto o que se deve entender por *recobrando totalmente o solo*. Aceita-se, de fato, que nenhuma cobertura vegetal seja capaz de impedir totalmente que a radiação solar atinja o solo aonde está situada. A presença de uma ampla faixa de bordadura, por outro lado, é essencial, exatamente por causa da advecção de calor, muito importante em áreas áridas e semi-áridas. Nessas regiões, na ausência de uma bordadura adequada, uma parcela irrigada tende a se comportar como um oásis e a advecção de calor tornam irreais as medidas da evapotranspiração potencial (Chang, 1968).

Um outro aspecto a considerar é que a evapotranspiração potencial é normalmente calculada a partir de dados meteorológicos coletados em condições não potenciais ou seja, estando a umidade do solo bastante afastada da capacidade de campo. De vez que o balanço de energia à superfície depende da disponibilidade de água para evaporação, a temperatura e a umidade do ar são diferentes daquelas que seriam registradas se o solo estivesse plenamente abastecido (Brutsaert, 1982).

Em que pesem todas as ambigüidades, as definições anteriores insinuam que a evapotranspiração potencial seria um caso-limite de transferência de vapor d'água para a atmosfera, estando o solo plenamente abastecido de água e revestido por uma vegetação rasteira, sã e em plena atividade vegetativa. Normalmente utiliza-se a grama batatais (*Paspalum notatum L.*).

No conceito de evapotranspiração potencial encontram-se implícitas duas hipóteses:

- mantendo-se o solo plenamente abastecido (mais precisamente, em capacidade de campo), a maior parte da energia solar disponível seria consumida como calor latente;
- somente variações no coeficiente de reflexão da superfície seriam relevantes para alterar a taxa evapotranspiratória (dE/dt), por fazer variar a quantidade de energia solar disponível ao processo.

Com base nessas hipóteses, Penman teria sido levado a acreditar, segundo Tanner e Pelton (1960), que a evapotranspiração potencial não dependia da espécie vegetal utilizada. Por outro lado, levando em conta que o coeficiente médio de reflexão da água é inferior ao observado em uma superfície vegetada, Penman teria concluído que a evapotranspiração potencial não poderia ultrapassar à evaporação que se verifica em um espelho d'água, exposto às mesmas condições meteorológicas.

Evidentemente, a taxa evapotranspiratória (dE/dt) máxima para uma dada condição ambiental depende da espécie vegetal. Assim, a transferência de vapor d'água para a atmosfera, proveniente de uma parcela completamente coberta de grama, em pleno crescimento, dispendo de solo suficientemente úmido, não pode ser aceita como o máximo valor possível da evapotranspiração naquela mesma condição ambiental. Basta imaginar a mesma área recoberta por uma outra espécie com maior taxa transpiratória (devida à maior atividade biológica, ou por ter um índice de área foliar muito superior ao da grama). Por isso mesmo, para fins de comparação, torna-se preferível chamá-la de evapotranspiração de referência (EP_0).

A determinação da evapotranspiração de referência é importante, por constituir a base comum de comparação, com o objetivo de avaliar diferentes demandas evapotranspiratórias, visando ao planejamento e à condução de atividades de rega. Conhecida a evapotranspiração de referência podem-se estimar as necessidades

hídricas de uma cultura, também chamadas evapotranspiração da cultura (EP_C), definida por Doorenbos e Pruitt (1975), como “*a transferência de vapor d’água para a atmosfera observada em uma cultura isenta de doenças e pragas, desenvolvendo-se em uma área de um hectare ou mais, sob ótimas condições de solo, incluindo umidade e fertilidade.*”

4.2 - Evapotranspirômetros.

Para a medida direta da evapotranspiração são utilizados tanques enterrados, chamados evapotranspirômetros, que contêm uma amostra representativa do solo e da comunidade vegetal que se deseja estudar. O evapotranspirômetro deve retratar, o mais fielmente possível, as condições reais do campo e isso impõe uma série de exigências.

As plantas situadas dentro do evapotranspirômetro devem ser idênticas àquelas que o rodeiam, no que concerne ao estágio de desenvolvimento, porte, idade etc., respeitando-se, inclusive, o espaçamento e lhes dispensando o mesmo tratamento agrônômico. Por outro lado, as plantas à sua volta necessitam cobrir uma parcela bem ampla do terreno, evitando-se os conhecidos efeitos de borda sobre aquelas que se encontram dentro do tanque. É fundamental que a superfície delimitada pelo tanque seja suficiente para comportar uma parcela expressiva da comunidade vegetal e, ainda, minimizar os efeitos decorrentes das paredes do tanque. Quanto menor a área do tanque, maior o erro relativo ocasionado por influência das suas paredes.

A profundidade do tanque evapotranspirométrico deve possibilitar o desenvolvimento normal do sistema radicular das plantas nele situadas. Além disso, suas paredes precisam ser resistentes, finas e não metálicas, com vistas a não perturbar demasiadamente o fluxo de calor no solo. Exige-se que as características do solo sejam idênticas às do terreno circunjacente. Para isso, no momento da escavação, o solo retirado é separado segundo seus horizontes e, na etapa de enchimento do tanque, a reposição é efetuada obedecendo a seqüência do perfil natural (reposição das camadas em ordem inversa a da retirada). Além disso, é importante que o nível do solo dentro e fora do evapotranspirômetro seja o mesmo. Em geral, recomenda-se aguardar cerca de um ano, antes de utilizar o tanque como evapotranspirômetro, para que ocorra a acomodação do solo em seu interior.

A utilização de evapotranspirômetros, ante o exposto, normalmente fica limitada às plantas de pequeno porte.

Todas essas exigências têm o objetivo de assegurar a representatividade dos evapotranspirômetros mas, terminam por transformá-los em estruturas relativamente

grandes, de instalação difícil e que alteram, com a própria presença, as condições naturais do ambiente em que são instalados.

É verdade que equipamentos evapotranspirométricos sofisticados têm sido desenvolvidos com o objetivo de medir a evapotranspiração natural com bastante precisão, porém, seu emprego tem ficado restrito ao âmbito da investigação científica, em áreas pequenas e submetidas a exaustivos estudos. O custo de instalação desses equipamentos é relativamente elevado e sua operação exige mão-de-obra especializada, fatores que impedem uma utilização generalizada em atividades agrícolas de rotina.

4.2.1 - Evapotranspirômetro de drenagem.

Os evapotranspirômetros de drenagem possibilitam determinar a evapotranspiração, em um certo intervalo de tempo, pela diferença entre a água administrada e a água percolada. É constituído por um tanque contendo solo tendo, na parte inferior, um filtro (Fig. X.7) com 10 a 15cm de espessura, formado de materiais com diferentes granulações. Para a confecção desse filtro normalmente empregam-se, a começar do fundo, camadas superpostas de brita, cascalhinho, areia grossa e areia fina. Na parte inferior do tanque há um dreno, que possibilita medir a água escoada por infiltração. Para se garantir a adequada aeração do fundo do tanque, evitando-se problemas relacionados com a pressão, um cano de pequeno diâmetro é instalado verticalmente junto à borda do tanque.

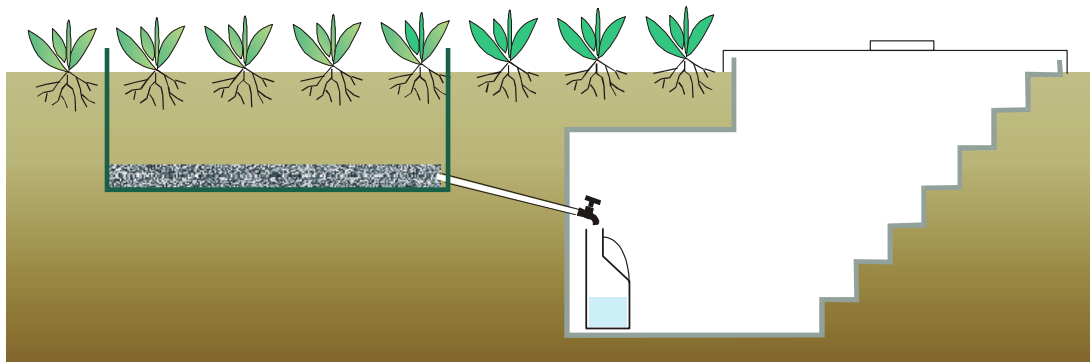


Fig. X.7 - Esquema de um evapotranspirômetro de drenagem.

Quando do início da operação, o solo do interior do evapotranspirômetro é abundantemente regado, deixando-se escoar livremente o excesso de água pelo dreno. Isso assegura que o solo ficou em capacidade de campo. Alguns dias depois, dependendo da rotina estabelecida, uma conhecida lâmina de água (A_c) é colocada no tanque medindo-se a lâmina correspondente ao excesso percolado (A_p). A diferença ($A_c - A_p$) representa a lâmina de água necessária à recondução do solo à condição de capacidade de campo e, portanto, traduz o consumo total de água naquele período. Se houve chuva (P), esta deve ser adicionada ao consumo. A evapotranspiração total (E) no período será, pois:

$$E = A_c - A_p + P$$

Evapotranspirômetros de drenagem prestam-se melhor à determinação da evapotranspiração média em intervalos de cinco dias a uma semana. Não se poderia pensar em usá-los para períodos menores porque a maioria das espécies vegetais não resistiria muito tempo sob condições de excessiva umidade no solo. Os evapotranspirômetros de drenagem são relativamente baratos quando destinados a culturas de pequeno porte. Neste caso comumente empregam-se tanques de cimento-amianto para 1m^3 , facilmente encontrados no comércio.

4.2.2 - Evapotranspirômetro de lençol freático regulável.

O evapotranspirômetro de lençol freático regulável é idêntico ao de drenagem no que concerne ao tanque contendo o solo e a vegetação. A diferença fundamental está na forma como é feito o suprimento hídrico, de maneira a manter, no fundo desse tanque, um lençol freático à profundidade escolhida. Isso é obtido usando um pequeno recipiente coberto, provido de uma bóia regulável, a qual controla a altura da lâmina de água existente em seu interior e, pelo princípio dos vasos comunicantes, a profundidade do lençol freático que se deseja adotar. Esse recipiente é abastecido por um reservatório. A variação do nível da água no reservatório é indicada em uma escala, graduada em milímetros de evapotranspiração, em cuja confecção levou-se em conta a área do evapotranspirômetro.

Quando ocorre precipitação, o nível do lençol freático torna-se superior ao previsto e o excesso de água acumulado precisa ser drenado. Por isso mesmo, além do tubo de comunicação com o recipiente que controla o nível do lençol freático, o tanque evapotranspirométrico requer um outro tubo para drenagem (Fig. X.8).

O evapotranspirômetro de lençol freático regulável presta-se bem à determinação da evapotranspiração em culturas, para o caso específico de plantas que tenham um sistema radicular não muito profundo. O nível do lençol freático é rebaixado à medida que o sistema radicular das plantas vai se desenvolvendo, de maneira a assegurar à vegetação pleno abastecimento hídrico, durante todas as fases do ciclo evolutivo.

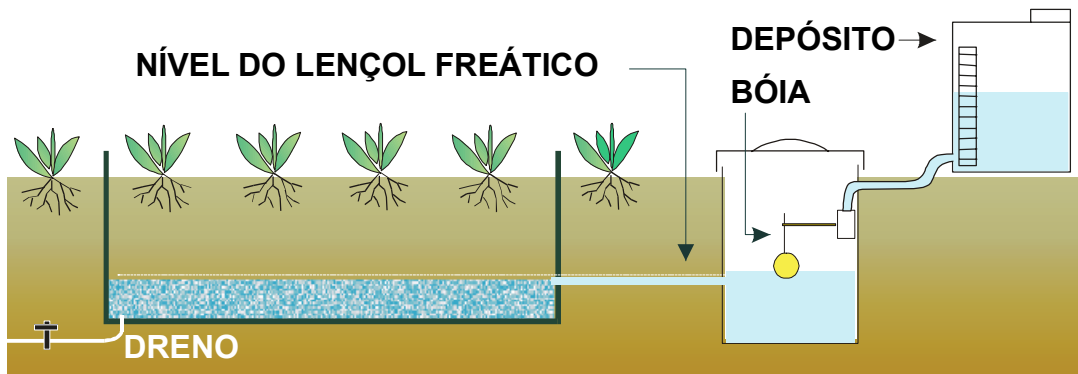


Fig. X.8 - Esquema de um evapotranspirômetro de lençol freático regulável.

4.2.3 - Evapotranspirômetro de pesagem.

O princípio de funcionamento dos evapotranspirômetros de pesagem consiste na variação do peso do tanque (contendo o solo e a cultura em estudo). Essa variação é totalmente atribuída à evapotranspiração, não havendo condições de descontar a pequena parcela devida à variação da biomassa.

O peso do tanque evapotranspirométrico é obtido com uma balança hidráulica, sobre a qual está montado. Embora dispendioso, esse equipamento tem a vantagem de permitir determinar a evapotranspiração em intervalos de tempo bastante pequenos. Além disso, oferece condições de acompanhar a variação da taxa evapotranspiratória em função da incidência de energia, do potencial da água do solo e da hora do dia.

4.2.4 - Evapotranspirômetro de flutuação.

Nesse equipamento o tanque evapotranspirométrico, geralmente pequeno, é flutuante e possui, em seu interior, um compartimento hermeticamente fechado que constitui uma câmara de flutuação (Fig. X.9). Na porção inferior do tanque flutuante há um pesado lastro, destinado a mantê-lo verticalmente apurado. O tanque evapotranspirométrico fica imerso em um cilindro com água, em cuja superfície põe-se uma fina camada de óleo, para evitar a evaporação.

É recomendado que, entre a parede do cilindro e a do tanque flutuante, exista uma distância mínima. Mesmo assim, há sempre a possibilidade de desequilíbrios

(desvios na verticalidade), provocados pela não uniforme distribuição de sua massa ou pelo vento, fazendo tombar o tanque flutuante. Com isso, sua parede roça na do cilindro externo. De vez que a evapotranspiração é medida pela diferença do nível do tanque flutuante, o atrito deste com o cilindro externo provoca erros de leitura.

A drenagem da água, que se acumula no fundo do tanque evapotranspirométrico, é feita por uma bomba de sucção, através de um tubo, cuja extremidade repousa na camada mais profunda do solo.

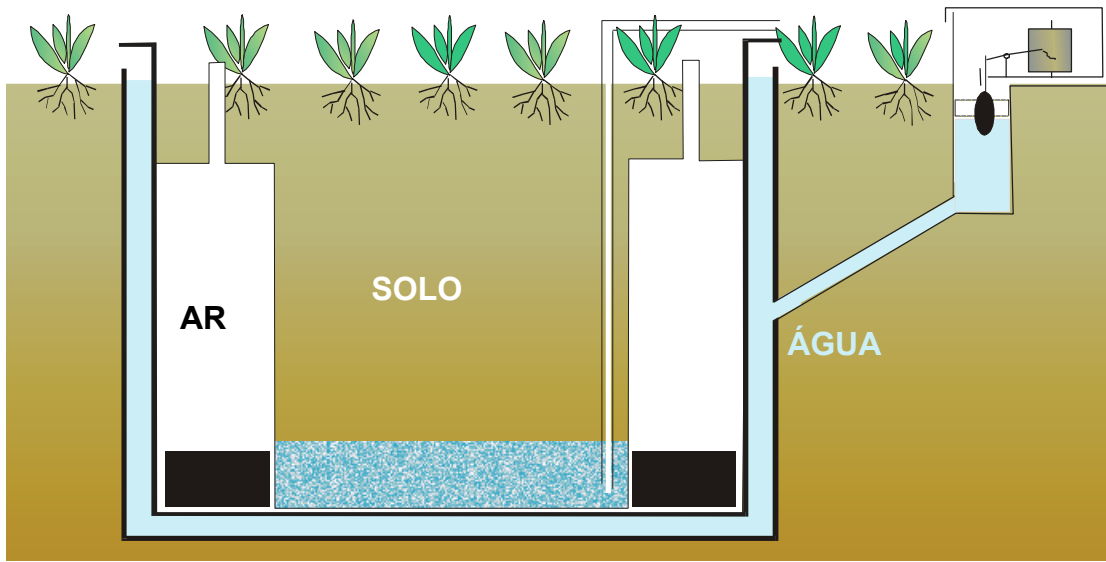


Fig. X.9 - Esquema de um evapotranspirômetro de flutuação.

5. Estimativa da evaporação e da evapotranspiração.

Considerando as dificuldades envolvidas na observação direta da evaporação e da evapotranspiração, a comunidade científica, que investiga essa área do conhecimento humano, sentiu-se motivada a procurar meios indiretos visando a quantificar a transferência de vapor d'água para a atmosfera.

Os processos indiretos podem ser classificados do seguinte modo, de conformidade com a fundamentação teórica em que se apoiam:

- o método aerodinâmico, baseado na hipótese de que a transferência turbulenta de massa, de calor e de quantidade de movimento é semelhante à difusão molecular;
- o método do balanço energético, que se fundamenta na aplicação do princí-

pio da conservação de energia aos fluxos de energia relacionados com a superfície-fonte;

- métodos combinados, envolvendo considerações teóricas decorrentes dos métodos anteriores; e
- método das flutuações, fundamentado na oscilação de parâmetros microclimáticos em torno das respectivas médias.

Além desses, há os processos empíricos (baseados apenas em observações da realidade física).

Não se pretende efetuar uma exaustiva revisão da investigação científica sobre o tema, o que envolveria comentários sobre centenas de trabalhos, sugerindo ou analisando fórmulas concebidas para estimar a evapotranspiração. Apenas algumas equações clássicas serão abordadas.

5.1 - O método aerodinâmico.

A difusão vertical de massa, calor e quantidade de movimento na atmosfera se faz, quase sempre, em regime turbulento. O transporte vertical do vapor d'água que se forma na interface superfície-atmosfera, por exemplo, será tanto mais rápido quanto maior o estado de agitação do ar na camada atmosférica adjacente à superfície-fonte. O mesmo se verifica com a dispersão de poluentes, de calor etc.. Em perfeita analogia com o processo de difusão molecular, o método aerodinâmico pressupõe que a difusão vertical turbulenta de propriedades do ar é descrita por equações análogas àquelas que regem a difusão em escala molecular. A diferença é que, na escala molecular, a difusão se dá muito mais lentamente que no caso turbulento. Em outras palavras; admite-se que os fluxos verticais turbulentos de vapor d'água (E), de calor (H) e de quantidade de movimento (τ) são proporcionais aos gradientes verticais de umidade específica (q), de temperatura (T) e de velocidade do vento (u), respectivamente. Então, se ρ designar a massa específica do ar:

$$E = K_V \{ - \partial (\rho q) / \partial z \}; \quad (X.5.1)$$

$$H = K_H c_p \{ - \partial (\rho T) / \partial z \}; \quad (X.5.2)$$

$$\tau = K_M \{ \partial (\rho u) / \partial z \}. \quad (X.5.3)$$

As equações anteriores assumem que são desprezíveis as componentes horizontais ($\partial / \partial x$ e $\partial / \partial y$) dos gradientes de umidade específica (q), temperatura (T) e velocidade do vento (u) e isso implica a aceitação de que a superfície-fonte é bastante extensa e uniforme. Significa, por outro lado, não haver difusão horizontal dessas propriedades. Matematicamente o problema torna-se unidirecional já que, a uma determinada altura (z) acima da superfície-fonte, os valores da umidade específica, da temperatura e da velocidade do vento são os mesmos (independem das coordenadas

nadas horizontais utilizadas).

Note-se que, em primeira aproximação, o calor específico do ar úmido à pressão constante está sendo considerado praticamente igual ao do ar seco (c_p) na equação X.5.2. Por outro lado, o sinal negativo que aparece nas equações X.5.1 e X.5.2, indica apenas que a umidade específica (q) e a temperatura (T) do ar diminuem com a altura (z), o que não acontece com a componente horizontal (u) da velocidade do ar (vento). De fato, na camada atmosférica próxima à superfície da Terra (camada-limite superficial), a velocidade do vento aumenta com a altura, simplesmente porque a própria superfície oferece resistência ao escoamento do ar.

As grandezas K_v , K_H e K_M ($\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$) são os coeficientes de difusão turbulenta de vapor d'água, calor e quantidade de movimento, respectivamente e seus valores são cerca de 100.000 vezes maiores que os correspondentes coeficientes de difusão molecular (Montheith, 1975). Fisicamente, K_v , K_H e K_M traduzem a eficiência da turbulência em transferir verticalmente vapor d'água, calor e quantidade de movimento e, por conseguinte, seus valores estão intimamente relacionados com as condições de equilíbrio (estável, instável ou indiferente) da atmosfera, no local e instante que se considerem. Aceita-se que, quando a atmosfera está em equilíbrio indiferente ou neutro (o que normalmente se verifica apenas em algumas ocasiões durante o dia), $K_v = K_H = K_M$, o que significa que os perfis verticais de umidade específica (q), de temperatura (T) e de velocidade do vento (u) têm a mesma forma. Em geral, porém, a atmosfera não se encontra em condições de equilíbrio neutro e, assim, os valores desses coeficientes não coincidem.

Em micrometeorologia, o estado de equilíbrio da atmosfera na camada adjacente à superfície é normalmente caracterizado pelo número (adimensional) de Richardson (Ri), definido como:

$$Ri = g(\partial\theta/\partial z) / \{ T (\partial u/\partial z)^2 \}, \quad (\text{X.5.4})$$

em que g é a aceleração da gravidade, θ (K) indica a temperatura potencial, u traduz a componente horizontal da velocidade do ar (vento), T (K) designa a temperatura do ar e z (m) é a coordenada vertical. Em geral T é medida ao nível

$$z = (z_1 z_2)^{1/2}.$$

Fisicamente, o número de Richardson representa o quociente entre as forças de flutuação e as forças mecânicas. Trata-se de um parâmetro que caracteriza a importância relativa entre a convecção livre e a convecção forçada. O sinal de Ri é definido pelo gradiente vertical de temperatura potencial ($\partial\theta / \partial z$), sendo positivo, nulo ou negativo conforme a atmosfera esteja em equilíbrio estável, neutro ou instável, respectivamente (VI.9.8). Na prática, para os primeiros metros de elevação acima da superfície, ($\partial\theta / \partial z$) pode ser substituído por $\partial T / \partial z$ (Rosemberg, 1974).

Introduzindo o número de Richardson, a dependência dos coeficientes de difusão turbulenta em relação ao estado de equilíbrio da atmosfera pode ser apreciada através dos seguintes resultados, obtidos por diferentes pesquisadores (Rosemberg, 1974):

Instabilidade

$$K_H/K_M \approx K_V/K_M = (1 - 16 Ri)^{0,25};$$

$$K_V/K_M = 1,13 (1 - 60 Ri)^{0,074};$$

Estabilidade

$$K_H/K_M \approx K_V/K_M \approx 1;$$

$$K_V/K_M = 1,13 (1 - 95 Ri)^{-0,11}.$$

As equações X.5.1 a X.5.3 são muito difíceis de aplicar, já que a determinação dos coeficientes de difusão turbulenta (K_V , K_M e K_H) envolve problemas da mesma ordem de complexidade que os da medida direta da evaporação. É necessário, portanto, assumir determinadas hipóteses simplificadoras que conduzam a resultados que, embora estimados, tenham utilidade prática.

5.1.1 - A equação de Thornthwaite e Holzman.

Uma aplicação clássica do processo aerodinâmico consiste em estabelecer a relação entre E (X.5.1) e τ (X.5.3), obtendo-se:

$$E/\tau = - (K_V/K_M) (\Delta q/\Delta u) = (K_V/K_M) (q_1 - q_2)/(u_2 - u_1), \quad (X.5.5)$$

em que as diferenciais foram substituídas pelas respectivas diferenças finitas, considerando dois níveis (z_1 e z_2) da atmosfera, bastante próximos e situados nas vizinhanças da superfície-fonte.

Em 1939, C. W. Thornthwaite e B. Holzman (Gangopadhyaya *et al.*, 1966), assumindo que, em condições de equilíbrio atmosférico $K_V \approx K_M$, concluíram que:

$$E/\tau = - (\Delta q/\Delta u) = (q_1 - q_2)/(u_2 - u_1), \quad (X.5.6)$$

Para o caso de superfícies sem vegetação o valor de τ , a um certo nível (z), pode ser estimado como base na equação VII.6.7, (igualmente válida para situações em que a atmosfera esteja em equilíbrio neutro). Aplicando-a aos níveis z_1 e z_2 , encontra-se:

$$u_1 = (1/k) (\tau_1/\rho)^{1/2} \ln (z_1 / z_0);$$

e

$$u_2 = (1/k) (\tau_2/\rho)^{1/2} \ln (z_1 / z_0).$$

Em geral, assume-se que τ_1 e τ_2 não devem diferir muito, já que os níveis z_1 e z_2 são próximos. Assim, nos casos em que realmente se pode admitir que $\tau_1 = \tau_2 = \tau$, tem-se:

$$u_2 - u_1 = (1/k) (\tau/\rho)^{1/2} \ln (z_1 / z_2),$$

sendo k a constante de von Kármán, cujo valor mais provável é 0,41. Explicitando τ na equação anterior e substituindo na expressão X.5.6, obtém-se, em unidades cgs:

$$E = \{\rho k^2 (q_1 - q_2) (u_2 - u_1)\} / \{\ln (z_2 / z_1)\}^2, \quad (\text{X.5.7})$$

que é a clássica equação de Thornthwaite e Holzman.

5.1.2 - A equação de Pasquill.

F. Pasquill, em 1950, aperfeiçoou a equação proposta por Thornthwaite e Holzman, para o caso de superfícies vegetadas, aplicando diretamente o perfil de vento descrito pela equação VII.6.8, para dois níveis da atmosfera, ou seja:

$$u_1 = (1/k) (\tau_1 / \rho)^{1/2} \ln \{(z_1 - d) / z_0\}; \text{ e}$$

$$u_2 = (1/k) (\tau_2 / \rho)^{1/2} \ln \{(z_2 - d) / z_0\}.$$

Assumindo, também, que, sendo os níveis z_1 e z_2 vizinhos e suficientemente próximos da superfície vegetada, $\tau_1 = \tau_2 = \tau$. Assim, usando o mesmo caminho adotado no desenvolvimento da equação de Thornthwaite e Holzman, aquele autor pode concluir que:

$$E = \{\rho k^2 (q_1 - q_2) (u_2 - u_1)\} / \{\ln [(z_2 - d) / (z_1 - d)]\}^2, \quad (\text{X.5.8})$$

em que d indica a altura, acima da superfície do terreno, até onde não existe vento (deslocamento do nível zero), tal como mencionado no Capítulo VII. Pruitt e Laurence (1966) relatam que essa equação subestima a evaporação sob condições de forte instabilidade atmosférica e a superestima em condições de acentuada estabilidade, sendo o erro de uma ordem de magnitude.

Um aperfeiçoamento da equação (X.5.8) consiste em levar em conta o estado de equilíbrio da atmosfera, expresso em função do número de Richardson $\{Ri = (g/T) (\partial T / \partial z + \theta) / (\partial u / \partial z)^2\}$, como segue:

$$E = \{1 + a Ri\}^b \{ \rho k^2 (q_1 - q_2) (u_2 - u_1) \} / \{ \ln [(z_2 - d)/(z_1 - d)] \}^2 \quad (X.5.9)$$

onde a e b são parâmetros. Testes realizados por Pruit e Laurence (1966) revelaram, para uma superfície coberta de grama, nas condições de Davis (Califórnia), que:

$$a = -50 \text{ e } b = 0,5 \quad \text{se a atmosfera está instável;}$$

e

$$a = 50 \text{ e } b = -0,5 \quad \text{se a atmosfera está estável.}$$

5.1.3 - Restrições ao método aerodinâmico.

Pelo fato de ter sua origem na teoria clássica da dinâmica dos fluidos, o método aerodinâmico atingiu grande popularidade entre os pesquisadores, no entanto não se registraram progressos que possibilitassem sua utilização em atividades de rotina. As tentativas feitas para ajustá-lo às condições de equilíbrio atmosférico não indiferente mostraram-se insatisfatórias por exigirem determinações muito precisas dos perfis de temperatura, de velocidade do vento e de umidade na camada atmosférica adjacente à superfície-fonte, difíceis de obter na prática. Para completar deve-se mencionar que, via de regra, a superfície-fonte é não uniforme e, nessas circunstâncias, existem as componentes horizontais dos gradientes de umidade específica, de temperatura e de velocidade do vento (o que contraria a hipótese formulada para estabelecer as equações X.4.1 a X.4.3).

5.2 - Método do balanço de energia.

O método do balanço de energia, para a determinação indireta do transporte vertical turbulento de vapor d'água para a atmosfera, por evaporação ou evapotranspiração, fundamenta-se, como foi mencionado, no princípio da conservação da energia aplicado aos diferentes fluxos energéticos que acontecem na superfície-fonte.

Imagine-se um certo volume de controle (Fig. X.10) cuja base coincida com a superfície-fonte e a altura seja superior à da vegetação existente no local selecionado. A aplicação do princípio da conservação de energia àquele volume de controle permite estabelecer (Suomi e Tanner, 1968) que:

$$R_n + Q_s + Q_H + Q_E + Q'_H + Q'_E + \Delta Q_F + \Delta Q_V = 0. \quad (X.5.10)$$

Os fluxos dirigidos para o interior do volume de controle são considerados

positivos. Os símbolos utilizados nesta equação têm o significado dado adiante.

R_n - saldo de radiação, isto é, o fluxo de energia radiante efetivamente disponível, após descontadas as perdas inerentes à reflexão, à emissão e à condução de energia;

Q_s - fluxo de calor sensível, decorrente das trocas com o solo subjacente;

Q_H - fluxo de calor sensível transportado, por turbulência, para a atmosfera;

Q_E - fluxo de calor latente devido à transferência vertical do vapor d'água gerado por evaporação ou evapotranspiração (E);

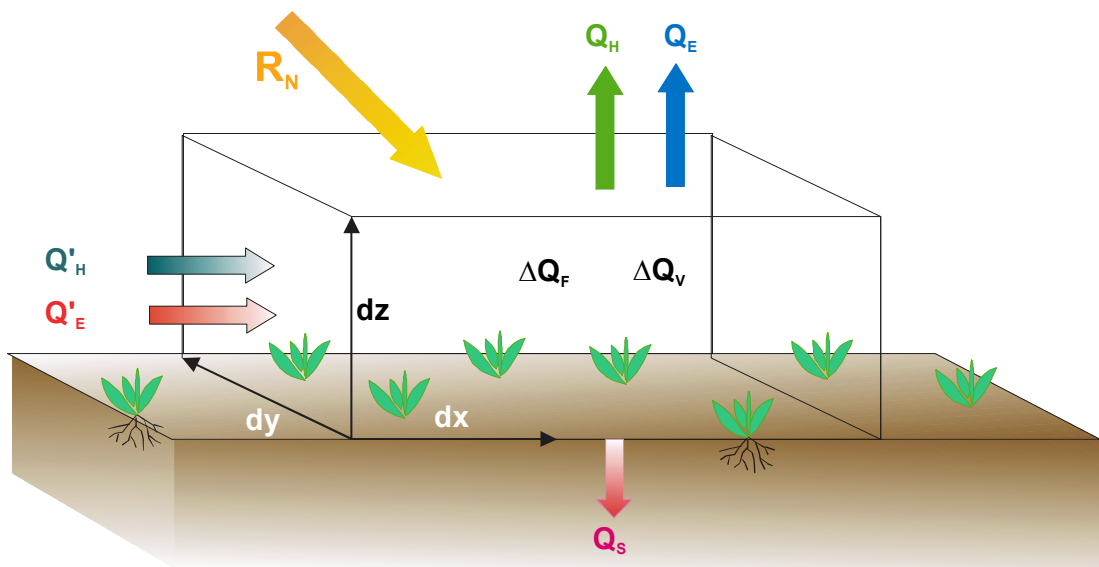


Fig. X.10 - Diferentes fluxos energéticos (esquemático) em uma área vegetada.

Q'_H - fluxo de calor sensível associado à advecção de massa e dado por:

$$Q'_H = \int_0^z c_p \{ (\partial / \partial x + \partial / \partial y) \rho u T \} dz \quad (X.5.11)$$

em que, como habitual, c_p é o calor específico do ar seco à pressão constante, u indica a velocidade do vento, ρ designa a densidade do ar, T representa a temperatura e z a altura acima da superfície-fonte;

Q'_E - fluxo de calor latente associado à advecção de vapor d'água, obtido por:

$$Q'_E = \int_0^Z (0,622 L_E/R) \{ (\partial / \partial x + \partial / \partial y) u e/T \} dz \quad (X.5.12)$$

sendo L_E o calor latente de evaporação, que depende da temperatura (expressão VI.4.7); R a constante universal dos gases; e representa a pressão parcial do vapor d'água; e os demais símbolos têm o significado habitual;

ΔQ_F - variação no armazenamento de energia, decorrente da atividade fotossintética da vegetação;

ΔQ_V - variação no armazenamento de calor, sensível e latente, observado no interior do volume de controle, ou seja:

$$Q_V = \int_0^Z \{ (c'\rho' + c_p\rho) (\partial T / \partial t) + (0,622 L_E / RT) (\partial e / \partial t) \} dz \quad (X.5.13)$$

onde os símbolos c' e ρ' estão sendo introduzidos para designar o calor específico e a densidade da biomassa, respectivamente; t representa o tempo.

A equação X.5.10 permite determinar, por diferença, o valor de Q_E , desde que sejam conhecidos todos os demais termos que nela figuram. Não há limitação alguma quanto ao intervalo de tempo selecionado e, desse modo, pode ser usada para períodos muito curtos. Infelizmente, a observação sistemática desses fluxos não é feita nas estações meteorológicas, pois, somente os centros de pesquisa mais avançados dispõem do equipamento e pessoal necessário para isso.

Na prática, mediante a introdução de algumas hipóteses restritivas, determinadas simplificações podem ser aceitas. Uma delas resulta do fato da quantidade de energia acumulada, em decorrência da atividade fotossintética da vegetação, representar somente 1 a 2% do total de radiação solar incidente, o que torna relativamente desprezível a contribuição do termo ΔQ_F (Gangopadhyaya *et al.*, 1966). O mesmo acontece em relação a ΔQ_V , igualmente pequeno. Por outro lado, no caso da vegetação oferecer ao solo uma cobertura uniforme, os termos relacionados à divergência (Q'_H e Q'_E) podem ser negligenciados (Gangopadhyaya *et al.*, 1966) quando se consideram períodos de tempo superiores a um dia e pontos de medição bastante afastados dos limites da superfície vegetada. Finalmente, o fluxo médio de calor do solo (Q_S) torna-se pequeno quando são adotados períodos de tempo de um dia ou mais (Sellers, 1965). Adotadas essas hipóteses, a equação X.5.10 simplifica-se, ficando:

$$R_n = Q_E + Q_H = Q_E (1 + Q_H / Q_E). \quad (X.5.14)$$

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

Agora as variáveis referem-se aos valores médios para um intervalo de tempo relativamente longo (da ordem de um dia ou mais).

5.3 - Métodos combinados.

5.3.1 - Método de Budiko.

O emprego da equação X.5.14 não é simples pois as determinações de Q_H envolvem obstáculos semelhantes àqueles relacionados à medida direta da evaporação e da evapotranspiração (Priestley, 1959). Para contornar essa dificuldade costuma-se lançar mão da razão de Bowen (1926), definida como:

$$B = Q_H / Q_E = Q_H / E L_E \quad (X.5.15)$$

sendo E o fluxo vertical turbulento de vapor d'água para a atmosfera. O calor latente de evaporação L_E referente à temperatura da superfície-fonte. Tendo em conta as equações X.5.1 e X.5.2, verifica-se que:

$$B = (K_H / K_V) (c_p \partial T / \partial q) / L_E.$$

Agora, assumindo mais uma vez a condição de equilíbrio atmosférico ($K_H \approx K_V$),

$$B = (c_p / L_E) (\partial T / \partial q). \quad (X.5.16)$$

Mas, como a umidade específica (q) pode ser calculada com suficiente precisão pela relação $0,622e/p$ e assumindo p como constante, vem:

$$B = p c_p / (0,622L_E) \{\Delta T / \Delta e\} = \gamma^* (\Delta T / \Delta e). \quad (X.5.17)$$

Face ao exposto, a equação X.5.14 passa à forma:

$$R_H = E L_E \{1 + \gamma^* (\Delta T / \Delta e)\}. \quad (X.5.18)$$

Arranjando os termos, encontra-se:

$$E = R_H / L_E \{1 + \gamma^* (T_2 - T_1) / (e_2 - e_1)\} \quad (\text{g cm}^{-2} \text{ dia}^{-1}),$$

ou, ainda,

$$E = 10 R_H / L_E \{1 + \gamma^* (T_2 - T_1) / (e_2 - e_1)\} \quad (\text{mm dia}^{-1}). \quad (X.5.19)$$

Essa relação foi utilizada por M. I. Budiko, em 1953 (Ferreira e Peixoto, 1962), para determinar a evaporação média, a partir do balanço energético e da média dos valores da temperatura do ar (T) e da pressão parcial do vapor d'água (e), tomados em dois níveis (z_2 e z_1) próximos da superfície evaporante. Note-se que $\gamma^*(T_2 - T_1)$ e $(e_2 - e_1)$ devem estar nas mesmas unidades (K/mb ou K/mmHg).

5.3.2 - A equação de Penman.

A equação proposta por H. L. Penman, em 1948 (Penman, 1956), também se baseia na combinação dos processos aerodinâmico e do balanço de energia. Para obtê-la pode-se partir diretamente da expressão X.5.19 substituindo Q_H segundo X.5.2. Então:

$$R_{\eta} = E L_E - K_H \rho c_p (\partial T / \partial z).$$

Mas, assumindo novamente a hipótese da atmosfera se encontrar em equilíbrio neutro (o que implica $K_H \approx K_V$), é evidente que:

$$R_{\eta} = E L_E - K_V \rho c_p (\partial T / \partial z).$$

Essa expressão pode ser escrita também da seguinte forma:

$$R_{\eta} = E L_E - K_V \rho c_p (\partial T / \partial q_S) \cdot (\partial q_S / \partial z).$$

onde q_S indica a umidade específica saturante do vapor d'água, à temperatura T na qual se processa a transição de fase. Implicitamente é aceito que a superfície-fonte está à temperatura T e que o ar junto dela encontra-se à mesma temperatura e saturado. Agora, somando e subtraindo $\partial q / \partial z$ ao último fator do segundo membro e tendo em conta que $q_S \approx 0,622e_S / p$, sendo p a pressão atmosférica, vem:

$$R_{\eta} = E L_E - [K_V \rho c_p p / 0,622](\partial T / \partial e_S) \cdot [\partial q / \partial z - \partial (q_S - q) / \partial z].$$

Por outro lado, tendo em conta a equação X.5.1 e a expressão IV.7.3, que define o parâmetro psicrométrico (γ^*), é possível exprimir a equação precedente na forma:

$$R_{\eta}/L_E = E + \gamma^*(\partial T / \partial e_S)(E - E_a), \quad (X.5.20)$$

onde E_a é o poder evaporante do ar à sombra, dado por:

$$E_a = K_V \rho \{ \partial (q_S - q) / \partial z \}. \quad (X.5.21)$$

Penman usou o símbolo Δ para representar a inclinação da curva de saturação, ou seja: $\Delta = de_s / dT$ (Tabela X.3). O valor de Δ é facilmente calculado através da equação de Clausius-Clapeyron (VI.5.4). Introduzindo esse símbolo, a equação X.5.20 passa a ser:

$$E = \{ (\Delta / \gamma^*) (R_n / L_E) + E_a \} / \{ 1 + \Delta / \gamma^* \}$$

ou, ainda,

$$E = \{ \Delta / (\gamma^* + \Delta) \} \{ 10 R_n / L_E \} + \{ \gamma^* / (\gamma^* + \Delta) \} E_a. \quad (X.5.22)$$

O primeiro termo do membro da direita é chamado termo energético e exprime a contribuição do saldo de energia para a evaporação (o fator 10 destina-se à transformação de R_n / L_E para milímetros de lâmina de água). O outro é conhecido como termo aerodinâmico, traduzindo a contribuição do próprio ar no processo evapotranspiratório e deve ser igualmente expresso em milímetros de lâmina d'água.

Penman (1956) pondera que a forma exata da função E_a não é muito importante, face ao valor relativo dos coeficientes. Para uma temperatura da superfície-fonte de 30°C e pressão atmosférica de 1000 mb, por exemplo, o coeficiente do termo energético é

$$\Delta / (\gamma^* + \Delta) = 2,435 / 3,102 = 0,785,$$

enquanto o do termo aerodinâmico

$$\gamma^* / (\gamma^* + \Delta) = 0,667 / 3,102 = 0,215.$$

Nas condições indicadas, o termo energético é responsável por 78% da evapotranspiração e o termo aerodinâmico apenas por 22%, aproximadamente. Os valores do parâmetro psicrométrico γ^* ($\text{mb } ^\circ\text{C}^{-1}$) e da tangente à curva de saturação Δ ($\text{mb } ^\circ\text{C}^{-1}$) constam, respectivamente, das Tabelas X.3 e X.4.

O poder evaporante do ar, tal como descrito pela equação X.5.21 é de muito difícil determinação, já que depende do coeficiente de difusão turbulenta do vapor d'água na atmosfera (K_V). De um modo geral, porém, se aceita que E_a é função da velocidade do vento e do teor de umidade do ar que flui sobre a superfície-fonte. Penman (1956) assumiu, no caso particular da evaporação no Lago Hefner (Inglaterra), que:

TABELA X.3

TANGENTE À CURVA DE SATURAÇÃO DO VAPOR D'ÁGUA de_s/dT ($mb\ ^\circ C^{-1}$).

t ($^\circ C$)	décimos de grau				
	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8
6	0,647	0,655	0,663	0,671	0,679
7	0,687	0,696	0,704	0,713	0,721
8	0,730	0,739	0,748	0,757	0,766
9	0,775	0,784	0,794	0,803	0,813
10	0,822	0,832	0,842	0,852	0,862
11	0,872	0,882	0,893	0,903	0,914
12	0,924	0,935	0,946	0,957	0,968
13	0,979	0,991	1,002	1,014	1,025
14	1,037	1,049	1,061	1,073	1,085
15	1,098	1,110	1,123	1,135	1,148
16	1,161	1,174	1,187	1,201	1,214
17	1,228	1,242	1,255	1,269	1,284
18	1,298	1,312	1,327	1,341	1,356
19	1,371	1,386	1,401	1,417	1,432
20	1,448	1,463	1,479	1,495	1,512
21	1,528	1,545	1,561	1,578	1,595
22	1,612	1,629	1,647	1,664	1,682
23	1,700	1,718	1,736	1,755	1,773
24	1,792	1,811	1,830	1,849	1,868
25	1,888	1,908	1,927	1,948	1,968
26	1,988	2,009	2,030	2,050	2,072
27	2,093	2,114	2,136	2,158	2,180
28	2,202	2,225	2,247	2,270	2,293
29	2,316	2,340	2,363	2,387	2,411
30	2,435	2,460	2,484	2,509	2,534
31	2,560	2,585	2,611	2,636	2,663
32	2,689	2,715	2,742	2,769	2,796
33	2,824	2,851	2,879	2,907	2,935
34	2,964	2,993	3,022	3,051	3,080
35	3,110	3,140	3,170	3,200	3,231
36	3,262	3,293	3,324	3,356	3,388
37	3,420	3,452	3,485	3,518	3,551
38	3,585	3,618	3,652	3,686	3,721
39	3,755	3,790	3,826	3,861	3,897
40	3,933	3,969	4,006	4,043	4,080
41	4,118	4,155	4,193	4,232	4,270
42	4,309	4,348	4,388	4,428	4,468
43	4,508	4,549	4,590	4,631	4,673
44	4,715	4,757	4,799	4,842	4,885

TABELA X.4

PARÂMETRO PSICROMÉTRICO γ^* ($\text{mb } ^\circ\text{C}^{-1}$) PARA DIFERENTES
VALORES DE PRESSÃO ATMOSFÉRICA E TEMPERATURA.

t ($^\circ\text{C}$)	pressão atmosférica (mb)							
	880	900	920	940	960	980	1000	1020
6	0,572	0,585	0,598	0,612	0,625	0,638	0,651	0,664
7	0,573	0,586	0,599	0,612	0,625	0,638	0,651	0,664
8	0,574	0,587	0,600	0,613	0,626	0,639	0,652	0,665
9	0,574	0,587	0,600	0,613	0,626	0,639	0,653	0,666
10	0,575	0,588	0,601	0,614	0,627	0,640	0,653	0,666
11	0,575	0,588	0,602	0,615	0,628	0,641	0,654	0,667
12	0,576	0,589	0,602	0,615	0,628	0,641	0,655	0,668
13	0,577	0,590	0,603	0,616	0,629	0,642	0,655	0,668
14	0,577	0,590	0,603	0,617	0,630	0,643	0,656	0,669
15	0,578	0,591	0,604	0,617	0,630	0,643	0,657	0,670
16	0,578	0,591	0,605	0,618	0,631	0,644	0,657	0,670
17	0,579	0,592	0,605	0,618	0,632	0,645	0,658	0,671
18	0,580	0,593	0,606	0,619	0,632	0,645	0,659	0,672
19	0,580	0,593	0,606	0,620	0,633	0,646	0,659	0,672
20	0,581	0,594	0,607	0,620	0,634	0,647	0,660	0,673
21	0,581	0,595	0,608	0,621	0,634	0,647	0,661	0,674
22	0,582	0,595	0,608	0,622	0,635	0,648	0,661	0,674
23	0,583	0,596	0,609	0,622	0,635	0,649	0,662	0,675
24	0,583	0,596	0,610	0,623	0,636	0,649	0,663	0,676
25	0,584	0,597	0,610	0,624	0,637	0,650	0,663	0,677
26	0,584	0,598	0,611	0,624	0,637	0,651	0,664	0,677
27	0,585	0,598	0,612	0,625	0,638	0,651	0,665	0,678
28	0,586	0,599	0,612	0,625	0,639	0,652	0,665	0,679
29	0,586	0,599	0,613	0,626	0,639	0,653	0,666	0,679
30	0,587	0,600	0,613	0,627	0,640	0,653	0,667	0,680
31	0,587	0,601	0,614	0,627	0,641	0,654	0,667	0,681
32	0,588	0,601	0,615	0,628	0,641	0,655	0,668	0,682
33	0,589	0,602	0,615	0,629	0,642	0,655	0,669	0,682
34	0,589	0,603	0,616	0,629	0,643	0,656	0,670	0,683
35	0,590	0,603	0,617	0,630	0,643	0,657	0,670	0,684
36	0,590	0,604	0,617	0,631	0,644	0,658	0,671	0,684
37	0,591	0,604	0,618	0,631	0,645	0,658	0,672	0,685
38	0,592	0,605	0,619	0,632	0,645	0,659	0,672	0,686
39	0,592	0,606	0,619	0,633	0,646	0,660	0,673	0,687
40	0,593	0,606	0,620	0,633	0,647	0,660	0,674	0,687
41	0,594	0,607	0,621	0,634	0,647	0,661	0,674	0,688
42	0,594	0,608	0,621	0,635	0,648	0,662	0,675	0,689
43	0,595	0,608	0,622	0,635	0,649	0,662	0,676	0,689
44	0,595	0,609	0,622	0,636	0,650	0,663	0,677	0,690

$$E_a = 0,35 (0,5 - 0,01u_2) (e_s - e). \quad (\text{X.5.23})$$

Aqui u_2 é a velocidade média do vento, observada a 2m acima da superfície-fonte e e_s - e representa o déficit de saturação do ar, normalmente obtido a partir de observações realizadas ao nível do abrigo de instrumentos meteorológicos (1,25 a 1,5m acima da superfície). A fórmula X.5.23 fornece o poder evaporante do ar diretamente em mm dia^{-1} quando a velocidade média do vento (u_2) é dada em milhas náuticas por dia (mi dia^{-1}) e o déficit de saturação ($e_s - e$) em milímetros de mercúrio (mmHg).

A equação de Penman assume algumas hipóteses simplificadoras que merecem ser comentadas. Em primeiro lugar, ao admitir $K_v = K_H$, estabelece a condição de equilíbrio da atmosfera, fato que, na realidade, dificilmente se verifica; em segundo, negligencia a advecção de calor sensível (Q'_H), que pode ser importante no caso de áreas irrigadas em zonas semi-áridas (efeito oásis); em terceiro, aceita que a atmosfera, junto à superfície-fonte, está saturada, o que não é necessariamente verdadeiro, especialmente se há vento. Além disso, requer que o termo aerodinâmico seja experimentalmente ajustado (calibragem) às condições do local em que se deseja estimar a evaporação, ou a evapotranspiração de referência, conforme o caso.

Em que pesem as limitações apontadas, o método de Penman tem sido exaustivamente usado em todo o mundo, para estimar a evaporação e a evapotranspiração de referência. A maior limitação ao seu emprego reside na não disponibilidade de dados. Aperfeiçoamentos nesse método têm sido sugeridos por inúmeros pesquisadores, mas esse assunto foge ao objetivo deste texto.

5.3.3 - Método das flutuações.

Em 1951, W. C. Swinbank propôs um processo para determinar a transferência vertical turbulenta de vapor d'água, calor e quantidade de movimento para a atmosfera, baseado em flutuações de parâmetros microclimatológicos em torno de suas respectivas médias (Rosemberg, 1974).

Se ρ , w e q designarem, respectivamente, a densidade, a componente vertical da velocidade e a umidade específica do ar, o fluxo vertical turbulento de vapor d'água será:

$$E = \overline{\rho q w} \quad (\text{X.5.24})$$

em termos médios para intervalos de tempo relativamente curtos. No entanto, deve-se notar que:

$$\begin{aligned}\rho &= \bar{\rho} + \rho'; \\ w &= \bar{w} + w'; \\ q &= \bar{q} + q'.\end{aligned}\tag{X.5.25}$$

Nessas expressões as barras indicam valores médios temporais e os apóstrofos os desvios instantâneos em torno do correspondente valor médio. Esses desvios, ou flutuações, são causados pela passagem de vórtices turbulentos pelos sensores. Substituindo essas relações na equação X.5.24, obtém-se:

$$E = \overline{(\bar{\rho} + \rho')(\bar{w} + w')(\bar{q} + q')},$$

ou ainda,

$$E = \overline{\rho w q + \rho w' q' + \rho w' q + \rho' w q + \rho' w' q' + \rho' w q + \rho' w' q + \rho' w' q'}$$

Os termos

$$\overline{\rho w' q} = \overline{\rho' w q} = \overline{\rho' w' q} = 0,$$

pois a soma (e por conseguinte a média) das flutuações em torno da média é zero. Então, a relação anterior se reduz a:

$$E = \overline{\rho w q + \rho w' q' + \rho' w' q + \rho' w' q' + \rho' w' q' + \rho' w' q' + \rho' w' q' + \rho' w' q'}\tag{X.5.26}$$

Assumindo que as flutuações da massa específica do ar (ρ') são pequenas, pode-se simplificar a expressão anterior, encontrando-se:

$$E = \overline{\rho(wq + w'q')}\tag{X.5.27}$$

O termo \overline{wq} representa o fluxo devido ao escoamento vertical médio, enquanto $\overline{w'q'}$ exprime o fluxo associado ao movimento dos turbilhões (vórtices). Em intervalos de tempo relativamente grandes, o produto ρw deve ser nulo, do contrário o ar estaria se tornando mais rarefeito ou mais denso sobre a superfície-fonte, o que fisicamente é inaceitável. Desse modo, infere-se que:

$$E = \overline{\rho w'q'}.$$

Mas, sendo $q \approx 0,622e/p$, dentro da tolerância de erro normalmente aceita na prática, tem-se:

$$E = 0,622 (\overline{\rho w' e'}) / p. \quad (\text{X.5.28})$$

O problema da quantificação indireta da evaporação ou evapotranspiração fica, assim, reduzido à determinação da co-variância do produto $w e$, uma questão puramente estatística. Seguindo raciocínio análogo ao anterior obtêm-se equações semelhantes para os fluxos verticais turbulentos de calor (H) e quantidade de movimento (τ), ou sejam:

$$H = c_p \overline{\rho w T'}; \quad (\text{X.5.29})$$

e

$$\tau = \overline{w' u'}. \quad (\text{X.5.30})$$

Comparando-se as três últimas equações com as expressões X.5.1, X.5.2 e X.5.3 verifica-se que:

$$K_v = - \overline{w' e'} / (\partial e / \partial z); \quad (\text{X.5.31})$$

$$K_H = - \overline{w' T'} / (\partial T / \partial z); \quad (\text{X.5.32})$$

$$K_M = - \overline{w' u'} / (\partial u / \partial z). \quad (\text{X.5.33})$$

o que permite esclarecer a dependência dos coeficientes de difusão turbulenta em relação ao estado de equilíbrio da atmosfera, pois todas as equações são função de w' .

Exceto em instituições de pesquisa que disponham de muitos recursos, a utilização do método das flutuações é complicada por exigir sensores eficientes, muito pequenos (pois devem ser instalados a uma distância vertical não superior ao tamanho dos menores turbilhões que se quer levar em conta) e de resposta muito rápida, caso contrário não serão capazes de detectar a passagem de vórtices de diferentes tamanhos. As flutuações aumentam com a proximidade da superfície-fonte, face à redução do tamanho dos vórtices (Rosemberg, 1974). Para se obterem os fluxos a cada 5, 10 ou 30 minutos de intervalo, a quantidade de dados coletados torna-se enorme, requerendo o acoplamento dos sensores a microcomputadores, trabalhando sob um *software* poderoso.

6. Métodos empíricos.

Existem algumas dezenas de procedimentos empíricos, usados na prática, para estimar a transferência de vapor d'água para a atmosfera em condições climáticas específicas. Embora seu emprego seja muito corriqueiro, poucos têm sido adap-

tados para situações climáticas diferentes daquelas que lhes deram origem.

Os métodos empíricos mais usados para estimar a evapotranspiração de referência (EP_0) serão abordados adiante.

6.1 - Fórmula de Blaney-Cridle.

H. F. Blaney e W. D. Cridle, em 1950 (Doorenbos e Pruitt, 1975), desenvolveram uma fórmula empírica destinada a estimar as necessidades de água para que uma dada cultura se desenvolva sem limitações hídricas (uso consuntivo), utilizando a temperatura do ar (t) e a porcentagem média diária (f^*) de horas do fotoperíodo anual que corresponde ao intervalo de tempo selecionado (Tabela X.6). A partir desses parâmetros climatológicos aqueles autores determinaram o fator de uso consuntivo (H^*), pela expressão:

$$H^* = f^*(0,46t + 8,13). \quad (X.6.1)$$

O fator H^* é dado em milímetros de lâmina de água para todo o período, quando f^* for expresso em porcentagem e a temperatura média diária do ar (t) em °C.

TABELA X.6

MÉDIA DA PORCENTAGEM DIÁRIA (f^* %) DO FOTOPERÍODO ANUAL PARA A FÓRMULA DE BLANEY-CRIDLE, EM LATITUDES DE 20°N A 35°S.

LAT.	Jan.	Fev.	Mar.	Abr.	Mai.	Jun.	Jul.	Ago.	Set.	Out.	Nov.	Dez.
20°N	,25	,26	,27	,28	,29	,30	,30	,29	,28	,26	,25	,25
15°N	,26	,26	,27	,28	,29	,29	,29	,28	,28	,27	,26	,25
10°N	,26	,27	,27	,28	,28	,29	,29	,28	,28	,27	,26	,26
5°N	,27	,27	,27	,28	,28	,28	,28	,28	,28	,27	,27	,27
0	,27	,27	,27	,27	,27	,27	,27	,27	,27	,27	,27	,27
5°S	,28	,28	,28	,27	,27	,27	,27	,27	,27	,28	,28	,28
10°S	,28	,28	,28	,27	,27	,27	,26	,27	,27	,28	,28	,29
15°S	,29	,28	,28	,27	,26	,25	,26	,26	,27	,28	,29	,29
20°S	,30	,29	,28	,26	,25	,25	,25	,26	,27	,28	,29	,30
25°S	,31	,29	,28	,26	,25	,24	,24	,26	,27	,29	,30	,31
30°S	,31	,30	,28	,26	,24	,23	,24	,25	,27	,29	,31	,32
35°S	,32	,30	,28	,25	,23	,22	,23	,25	,27	,29	,31	,32

FONTE: Doorenbos e Pruitt (1975).

O método original previa a aplicação de um coeficiente de cultivo (K) para cada cultura, com o objetivo de estimar suas necessidades hídricas, corrigindo o parâmetro H^* . No entanto, Doorenbos e Pruitt (1975) argumentam que esse coeficiente depende das condições locais, sendo difícil escolher precisamente o valor mais conveniente (à cultura e condições climáticas específicas), dentre as diferentes sugestões encontradas na vasta bibliografia existente sobre o assunto.

A partir do cômputo de H^* , pode-se estimar EP_0 (mm dia^{-1}), levando-se em conta as médias diárias (para todo o período) da umidade relativa do ar, da razão de insolação (n/N) e da velocidade média do vento (u_2) observada a 2m de altura, através da relação:

$$EP_0 = a + bH^*, \quad (\text{X.6.2})$$

onde a e b são coeficientes empíricos (Tabela X.7). Note-se que, para uma determinada data, a razão de insolação é o quociente entre a insolação (n) e o fotoperíodo (N).

6.2 - Fórmula da radiação.

De acordo ainda com Doorenbos e Pruitt (1975), uma boa estimativa da evapotranspiração de referência (EP_0) pode ser obtida quando são disponíveis de dados climatológicos de temperatura do ar (t) e de radiação solar (Q), ou de insolação (n). A equação sugerida é da forma:

$$EP_0 = 0,3 + b \left\{ \frac{\Delta}{(\gamma^* + \Delta)} \right\} \left\{ \frac{Q}{(0,1 L_E)} \right\}. \quad (\text{X.6.3})$$

Nessa relação a evapotranspiração de referência (EP_0) é dada em milímetros por dia, representando o valor médio para o período (10 ou 30 dias) ao qual se referem as médias dos dados climatológicos usados. As demais variáveis têm o seguinte significado:

Q - é o total médio diário da radiação solar global incidente, expressa em $\text{cal cm}^{-2} \text{ dia}^{-1}$;

L_E - designa o calor latente de evaporação (cal g^{-1}) e varia com a temperatura;

Δ e γ^* - ver Tabelas X.3 e X.4;

b - coeficiente empírico que leva em conta o efeito da umidade relativa do ar e da velocidade do vento (Tabela X.8).

TABELA X.7

COEFICIENTES (a, b) PARA ESTIMATIVA DA EVAPOTRANSPIRAÇÃO DE REFERÊNCIA (EP_0) A PARTIR DA FÓRMULA DE BLANEY-CRIDLE, EM FUNÇÃO DA UMIDADE RELATIVA DO AR (U), DA RAZÃO DE INSOLAÇÃO (n/N) E DA MÉDIA DIÁRIA DA VELOCIDADE DO VENTO (u_2).

RAZÃO DE INSOLAÇÃO	UMIDADE RELATIVA DO AR			VELOCIDADE DO VENTO (u_2)
	BAIXA $U < 20\%$	MÉDIA $20\% < U < 50\%$	ALTA $U > 50\%$	
BAIXA	$a = -2,00$ $b = 1,15$	$a = -2,00$ $b = 1,05$	$a = -1,45$ $b = 0,80$	$u_2 > 5 \text{ m s}^{-1}$
$0,3 < n/N < 0,6$	$a = -1,80$ $b = 1,26$ $a = -1,60$ $b = 1,40$	$a = -1,85$ $b = 1,15$ $a = -1,70$ $b = 1,25$	$a = -1,55$ $b = 0,88$ $a = -1,65$ $b = 0,98$	$2 \text{ m s}^{-1} \leq u_2 \leq 5 \text{ m s}^{-1}$ $2 \text{ m s}^{-1} < u_2$
MÉDIA	$a = -2,30$ $b = 1,35$	$a = -2,20$ $b = 1,20$	$a = -1,80$ $b = 0,97$	$u_2 > 5 \text{ m s}^{-1}$
$0,6 < n/N < 0,8$	$a = -2,05$ $b = 1,55$ $a = -1,80$ $b = 1,73$	$a = -2,15$ $b = 1,38$ $a = -2,10$ $b = 1,52$	$a = -1,75$ $b = 1,06$ $a = -1,65$ $b = 1,16$	$2 \text{ m s}^{-1} \leq u_2 \leq 5 \text{ m s}^{-1}$ $2 \text{ m s}^{-1} < u_2$
ALTA	$a = -2,60$ $b = 1,55$	$a = -2,40$ $b = 1,37$	$a = -2,15$ $b = 1,14$	$u_2 > 5 \text{ m s}^{-1}$
$n/N > 0,8$	$a = -2,30$ $b = 1,82$ $a = -2,00$ $b = 2,06$	$a = -2,50$ $b = 1,61$ $a = -2,53$ $b = 1,37$	$a = -1,95$ $b = 1,22$ $a = -1,70$ $b = 1,31$	$2 \text{ m s}^{-1} \leq u_2 \leq 5 \text{ m s}^{-1}$ $2 \text{ m s}^{-1} < u_2$

FONTE: Doorenbos e Pruitt (1975).

Apenas o vento observado ao nível de 2m acima da superfície (u_2) entre 7 e 19 horas (tempo local) é usado para o cômputo das médias diárias, necessárias à determinação do coeficiente b. O fator

$$1/(0,1L_E) = 10/L_E,$$

que figura na equação precedente (X.6.3), serve para transformar a radiação disponível (Q) na equivalente lâmina de água evaporada (expressa em milímetros).

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

TABELA X.8

VALORES DO COEFICIENTE b DA EQUAÇÃO X.6.3, USADA PARA A ESTIMATIVA DA EVAPOTRANSPIRAÇÃO DE REFERÊNCIA.

u_2 (*)	UMIDADE RELATIVA MÉDIA (%)			
$u_2 > 8$	1,02	1,11	1,22	1,36
$8 > u_2 = 5$	0,92	1,00	1,11	1,24
$5 > u_2 = 2$	0,81	0,88	0,98	1,10
$2 > u_2$	0,69	0,76	0,84	0,96

(*) Média diária da velocidade (u_2) do vento ($m s^{-1}$) entre 7 e 19 horas

FONTE: Doorenbos e Pruitt (1975).

6.3 - Fórmula de Hargreaves.

Com o objetivo de estimar a evapotranspiração de referência (EP_0) especificamente para as condições climáticas do Nordeste do Brasil, a partir de dados de temperatura (t) e umidade (U) do ar, Hargreaves (1974) propôs a seguinte equação empírica:

$$EP_0 = (32 + 1,8 t) \cdot C_H \cdot M_F \quad (\text{mm mês}^{-1}) \quad (\text{X.6.4})$$

As novas variáveis introduzidas têm o seguinte significado:

t - média mensal das temperaturas compensadas diárias do ar ($^{\circ}C$), calculadas conforme a fórmula II.6.1;

C_H - coeficiente que depende do valor médio mensal da umidade relativa (U) do ar, expressa em porcentagem, dado por:

$$C_H = 0,158 (100 - U)^{1/2}.$$

O valor máximo aceito para C_H é 1.

M_F - efeito energético, que depende do valor médio mensal do fotoperíodo (N) e do total mensal de radiação solar incidente no limite superior da atmosfera (Q_0), expresso em termos da equivalente lâmina de água evaporada (que é função do calor latente de evaporação L_E), ou seja:

$$M_F = 0.00483 Q_0 (0,1 L_E)^{-1} (N/12) \{0,17 (70 - |\phi|)^{1/2}\},$$

$|\phi|$ é o valor absoluto da latitude local. O valor máximo permissível para o fator $0,17(70-|\phi|)^{1/2}$ é 1.

6.4 - Fórmula de Linacre.

Linacre (1977) estabeleceu a seguinte fórmula empírica para estimar a evapotranspiração de referência (EP_0), expressa em milímetros por dia (mm dia^{-1}), presumindo um albedo de 0,25:

$$EP_0 = \{500 t_m / (100 - |\phi|) + 15(t - t_d)\} / (80 - t), \quad (\text{X.6.5})$$

em que t é a temperatura média do ar ($^{\circ}\text{C}$); t_d representa a temperatura do ponto de orvalho ($^{\circ}\text{C}$); $t_m = t + 0,006z$, sendo z a altitude local (metros); e ϕ é a latitude do local (graus). Tanto t como t_d referem-se à média diária. Segundo Linacre (1977), diferenças típicas entre as observações realizadas com tanques evaporimétricos e as estimativas feitas pela fórmula acima (X.6.5) foram da ordem de $0,3 \text{ mm dia}^{-1}$ para períodos anuais, e de até $2,3 \text{ mm dia}^{-1}$ para intervalos mensais. A equação X.6.5 revelou-se bem mais exata que a de Thornthwaite (X.6.7) na estimativa da evapotranspiração de referência (Linacre (1977)).

6.5 - Uso do tanque "Classe A" para estimar EP_0 .

Segundo, ainda, Doorenbos e Pruitt (1975), dados de evaporação, obtidos com o tanque evaporimétrico "Classe A", podem ser usados para estimar a evapotranspiração de referência (EP_0) em intervalos de tempo de 10 dias ou mais, através da relação:

$$EP_0 = K_p E_{\text{TAN}} \quad (\text{mm dia}^{-1}), \quad (\text{X.6.6})$$

em que E_{TAN} designa o valor médio da evaporação medida no tanque "Classe A" durante o intervalo de tempo selecionado, expresso em (mm dia^{-1}) e K_p é um coeficiente empírico (Tabelas X.9 e X.10) que depende dos valores médios diários, para o período selecionado, da umidade relativa do ar e do total de vento em 24 horas (expresso em km dia^{-1}). A média da umidade relativa (U) de cada dia pode ser estimada usando-se o valor máximo (U_x) e mínimo (U_n), ou seja: $U = (U_x + U_n)/2$.

No estabelecimento dos coeficientes (K_p) duas situações distintas foram consideradas pelos citados autores, levando em conta o trajeto feito pelo vento antes de atingir a superfície evaporante, ou seja: a distribuição da vegetação existente a barlavento do tanque evaporimétrico "Classe A". Os coeficientes constantes da Tabela

X.9 referem-se à situação em que o tanque está circundado por uma área recoberta por vegetação rasteira e verde (que pode ser irrigada), após a qual há uma faixa seca, tendo 50 ou mais metros de largura (ao longo da direção do vento dominante). Da Tabela X.10 constam os coeficientes referentes à situação contrária, isto é: o tanque está circundado por uma área seca, com uma certa largura (L) tomada na direção do vento dominante, seguindo-se uma faixa cultivada (verde), com 50 ou mais metros de largura (medida na mesma direção).

TABELA X.9

COEFICIENTES (K_p) PARA CÔMPUTO DA EVAPOTRANSPIRAÇÃO DE REFERÊNCIA (EP_0) A PARTIR DE OBSERVAÇÕES DO TANQUE "Classe A".

Situação: a barlavento do tanque há uma área coberta com vegetação rasteira e verde, irrigada ou não, com uma certa largura (L), seguindo-se uma faixa seca com mais de 50m de largura, na direção do vento dominante.

VENTO km dia ⁻¹	FAIXA L (m)	UMIDADE RELATIVADO AR (U%)		
		U < 40	40 ≤ U ≤ 70	U > 70
$u_2 < 175$	0	0,55	0,65	0,75
	10	0,65	0,75	0,85
	100	0,70	0,80	0,85
	1000	0,75	0,85	0,85
$175 \leq u_2 < 425$	0	0,50	0,60	0,65
	10	0,60	0,70	0,75
	100	0,65	0,75	0,80
	1000	0,70	0,80	0,80
$425 \leq u_2 < 700$	0	0,45	0,50	0,60
	10	0,55	0,60	0,65
	100	0,60	0,65	0,70
	1000	0,65	0,70	0,75
$u_2 = 700$	0	0,40	0,45	0,50
	10	0,45	0,55	0,60
	100	0,50	0,60	0,65
	1000	0,55	0,60	0,65

FONTE: Doorenbos e Pruitt (1975).

TABELA X.10

COEFICIENTES (K_p) PARA CÔMPUTO DA EVAPOTRANSPIRAÇÃO DE REFERÊNCIA (EP_0) A PARTIR DE OBSERVAÇÕES DO TANQUE "Classe A".

Situação: a barlavento do tanque há uma área sem vegetação coberta com vegetação rasteira e seca, com uma certa largura (L), seguindo-se uma faixa recoberta com vegetação verde, tendo 50 ou mais metros de largura, na direção do vento dominante.

VENTO km dia ⁻¹	FAIXA L (m)	UMIDADE RELATIVA DO AR (U%)		
		U < 40	40 ≤ U ≤ 70	U > 70
$u_2 < 175$	0	0,70	0,80	0,85
	10	0,60	0,70	0,80
	100	0,55	0,65	0,75
	1000	0,50	0,60	0,70
$175 \leq u_2 < 425$	0	0,65	0,75	0,80
	10	0,55	0,65	0,70
	100	0,50	0,60	0,65
	1000	0,45	0,55	0,60
$425 \leq u_2 < 700$	0	0,60	0,65	0,70
	10	0,50	0,55	0,65
	100	0,45	0,50	0,60
	1000	0,40	0,45	0,55
$u_2 = 700$	0	0,50	0,60	0,65
	10	0,45	0,50	0,55
	100	0,40	0,45	0,50
	1000	0,35	0,40	0,45

FONTE: Doorenbos e Pruitt (1975).

Em se tratando de tanques instalados em pontos circundados por extensas áreas não cultivadas ou de vegetação seca, os coeficientes (Tabela X.9) devem ser reduzidos em 20% em condições de vento muito forte, temperatura elevada e umidade baixa e de 5 a 10% em condições de vento, temperatura e umidade moderadas.

Os valores constantes das tabelas X.9 e X.10 dizem respeito a tanques confeccionados em ferro galvanizado e que são pintados com tinta à base de alumínio, pelo menos uma vez a cada ano.

6.6 - Fórmula de Thornthwaite.

Em 1948, C. W. Thornthwaite desenvolveu um método empírico para estimar a evapotranspiração potencial (Sellers, 1965), a partir da temperatura média do ar e do fotoperíodo, com base em investigações realizadas em área seca dos Estados Unidos.

De acordo com Thornthwaite, para um dado mês J ($J = 1, 2, 3... 12$) a evapotranspiração potencial, ou evapotranspiração de referência (EP_{0J}), pode ser estimada a partir da seguinte fórmula:

$$EP_{0J} = C_J E_J \quad (\text{mm mês}^{-1}), \quad (\text{X.6.7})$$

Os símbolos usados na expressão X.6.7 têm o seguinte significado:

E_J designa a evapotranspiração potencial não ajustada (ao fotoperíodo e ao número de dias do mês). De fato, E_J representa a evapotranspiração estimada para um dia-padrão, com fotoperíodo de 12 horas e é expressa em mm dia^{-1} .

C_J é um fator de correção que leva em conta o fotoperíodo médio e o número de dias do mês em questão.

6.6.1 - Determinação de E_J .

Quando o valor médio mensal da temperatura do ar for inferior a $26,5^\circ\text{C}$ ($t_J < 26,5^\circ\text{C}$), o cômputo de E_J é feito utilizando-se a expressão empírica:

$$E_J = 0,533 \{ 10 t_J / I \}^a \quad (\text{mm dia}^{-1}). \quad (\text{X.6.8})$$

Nessa expressão, I constitui o índice anual de calor, dado pela soma dos doze índices mensais (i_J), ou seja:

$$I = \sum i_J = \sum \{ t_J / 5 \}^{1,514}. \quad (\text{X.6.9})$$

Por outro lado, o expoente (a) que figura na equação X.6.8 é uma função de I, calculada através da seguinte fórmula:

$$a = \{((0,675 I - 77,1)I + 17920)I + 492390\} \times 10^{-6} \quad (\text{X.6.10})$$

Quando a temperatura média do mês (t_J) for igual ou maior que 26,5 °C, Thornthwaite assume que E_J independe do índice anual de calor (I) e emprega uma tabela apropriada (Tabela X.11).

6.6.2 - Determinação de C_J .

A correção C_J é calculada pela relação:

$$C_J = D_J \cdot N_J / 12, \quad (\text{X.6.11})$$

em que D_J indica o número de dias do mês J (em janeiro, $D_1 = 31$; em fevereiro, $D_2 = 28$; etc.) e N_J representa o fotoperíodo do dia 15 (Tabela I.15), considerado representativo da média desse mês. Sendo ϕ a latitude local e δ_J a declinação do Sol no dia 15 do mês J, sabe-se que:

$$N_J = (2/15) \{ \text{arc.cos} (-\text{tg } \phi \text{ tg } \delta_J) \}.$$

Note-se que a latitude e a declinação são negativas no Hemisfério Sul. Os valores apropriados de $\text{tg } \delta_J$ constam da Tabela X.12.

6.6.3 - Crítica.

Levando-se em conta que há inúmeros fatores intervenientes no processo de transferência do vapor d'água para a atmosfera, depreende-se logo que o método desenvolvido por Thornthwaite fornece apenas uma aproximação da grandeza que se deseja conhecer. Tem porém a vantagem de ser relativamente simples de usar, já que exige somente dados de temperatura do ar, muito fáceis de obter (observações da temperatura do ar são realizadas rotineiramente em todas as estações meteorológicas). Outra limitação reside no fato das estimativas serem feitas em termos de totais mensais.

Esse método tem sido largamente usado para estimar a evapotranspiração potencial em áreas aonde não há disponibilidade de outros dados senão os de temperatura. Sua maior utilização contudo é para a estimativa do balanço hídrico, cujos

resultados têm sido largamente usados, como parâmetros, para estabelecer comparações entre condições climáticas reinantes em distintas áreas, com vistas à realização de zoneamentos agroclimáticos.

TABELA X.11

VALORES (mm) DA EVAPOTRANSPIRAÇÃO NÃO CORRIGIDA (E_J), PARA TEMPERATURAS DO AR (t_J) SUPERIORES A 26,4 °C.

t_J °C	Décimos de t_J									
	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
26						4,5	4,5	4,6	4,6	4,6
27	4,6	4,7	4,7	4,7	4,8	4,8	4,8	4,8	4,9	4,9
28	4,9	5,0	5,0	5,0	5,0	5,1	5,1	5,1	5,1	5,2
29	5,2	5,2	5,2	5,2	5,3	5,3	5,3	5,3	5,4	5,4
30	5,4	5,4	5,4	5,5	5,5	5,5	5,5	5,5	5,6	5,6
31	5,6	5,6	5,6	5,7	5,7	5,7	5,7	5,7	5,7	5,8
32	5,8	5,8	5,8	5,8	5,8	5,8	5,9	5,9	5,9	5,9
33	5,9	5,9	5,9	5,9	6,0	6,0	6,0	6,0	6,0	6,0
34	6,0	6,0	6,0	6,1	6,1	6,1	6,1	6,1	6,1	6,1
35	6,1	6,1	6,1	6,1	6,1	6,1	6,1	6,1	6,1	6,1
36	6,1	6,1	6,2	6,2	6,2	6,2	6,2	6,2	6,2	6,2
37	6,2	6,2	6,2	6,2	6,2	6,2	6,2	6,2	6,2	6,2

TABELA X.12

VALORES DA TANGENTE DA DECLINAÇÃO DO SOL NO DIA 15 DE CADA MÊS.

Mês	$tg(\phi)$	Mês	$tg(\phi)$
JAN.	-0,37110	JUL.	0,38030
FEV.	-0,23731	AGO.	0,24825
MAR.	-0,03917	SET.	0,05664
ABR.	0,17663	OUT.	-0,14095
MAI.	0,32685	NOV.	-0,32042
JUN.	0,41660	DEZ.	-0,41387

7. Estimativa do balanço hídrico climático.

No contexto agrônômico, entende-se por balanço hídrico a determinação de todos os ganhos e perdas hídricas que se verificam em um terreno com vegetação, de modo a estabelecer a quantidade de água disponível às plantas em um dado momento. O balanço hídrico consiste em se efetuar a contabilidade hídrica do solo, até a profundidade explorada pelas raízes, computando-se, sistematicamente, todos os fluxos hídricos positivos (entrada de água no solo) e negativos (saída de água do solo). Tais fluxos decorrem de trocas com a atmosfera (precipitação, condensação, evaporação e transpiração) e do próprio movimento superficial (escoamento) e subterrâneo (percolação) da água.

Na prática, efetuar diretamente a contabilidade hídrica de uma parcela de solo com vegetação não é uma atividade simples e, dependendo das condições do local, nem sempre possível. As medidas feitas com o objetivo de estabelecer o balanço hídrico numa determinada área vegetada, em um dado intervalo de tempo, normalmente exigem o emprego de equipamentos sofisticados e de mão-de-obra bastante especializada, o que torna tais medidas normalmente inacessíveis ao agricultor. Estudos dessa natureza, que levam em conta todos os fluxos envolvidos, ficam restritos a pequenas áreas e se destinam à verificação da validade de modelos matemáticos, desenvolvidos com a finalidade de simular o balanço hídrico.

As dificuldades encontradas, quando se deseja quantificar diretamente o balanço hídrico, serviram de estímulo à inteligência de inúmeros pesquisadores que procuraram desenvolver processos indiretos para estimá-lo, a partir de variáveis meteorológicas. Infelizmente, algumas barreiras mostraram-se intransponíveis, pelo menos à luz do estágio tecnológico atual, não permitindo, ainda, o desenvolvimento de processos capazes de fornecer uma estimativa precisa e fácil de ser obtida desse balanço. Em outras palavras, os métodos indiretos, normalmente empregados, adotam hipóteses simplificadoras e fornecem resultados que, mesmo no mais otimista dos casos, apenas se aproximam da realidade física.

Na estimativa do balanço hídrico é comum admitir que o solo atua como se fora um recipiente, cuja máxima quantidade de água acumulada corresponde à capacidade de campo. Na prática, determina-se em laboratório a capacidade de armazenamento hídrico de 1 m² de solo, até a profundidade explorada pelas raízes das plantas nele presentes. Em um dado solo, é claro que a capacidade de armazenamento depende da comunidade vegetal presente, já que plantas com sistema radicular raso explorarão um volume de solo menor que aquelas com sistema radicular profundo.

Já que é difícil determinar o balanço hídrico real, utilizam-se estimativas. Tais estimativas do balanço hídrico têm sido usadas para obter parâmetros (de natureza climatológica) com a finalidade de estabelecer comparações entre as condições reinantes em localidades distintas. A idéia fundamental que suporta esse procedimento

é a de que, se uma mesma metodologia de cômputo do balanço hídrico, mesmo sendo aproximada, for adotada para todas as localidades de uma região (nas quais existam os dados requeridos), os resultados encontrados podem ser comparados. Por exemplo: estimando-se a evapotranspiração média anual para várias localidades de uma dada região pode-se ter uma idéia da(s) área(s) em que a evapotranspiração é maior, em termos porcentuais, mesmo que não se saiba quanto vale exatamente em cada local (já que foram determinadas apenas estimativas, usando-se um método aproximado de cálculo). A evapotranspiração calculada dessa forma é apenas um parâmetro climatológico comparativo.

Através desse procedimento comparativo é muitas vezes possível identificar áreas climaticamente favoráveis à exploração de uma determinada cultura, bastando para isso que se conheçam as exigências climáticas dessa mesma cultura, expressas também em termos de parâmetros do balanço hídrico.

Em 1948, C. W. Thornthwaite desenvolveu um método simples para estimar o balanço hídrico climático em bases mensais, usando valores médios mensais da temperatura do ar e do total pluviométrico, bem como a capacidade de armazenamento hídrico do solo. Nesse primeira versão do método, basicamente utilizada para classificação de tipos climáticos em escala global, Thornthwaite assumiu que:

- a) - o solo é considerado como um reservatório, cuja capacidade de armazenamento de água (CA) é de 100 mm;
- b) - toda a água posta à disposição do solo atende primeiramente à demanda evapotranspiratória, sendo o restante incorporado ao solo, até completar sua capacidade de armazenamento, de modo que as perdas por escoamento e infiltração só ocorrem se a capacidade de armazenamento for ultrapassada;
- c) - sempre que a água posta à disposição do solo for igual ou superior à evapotranspiração de referência, aceita-se haver perda evapotranspiratória máxima (evapotranspiração real é igual a de referência); caso contrário o solo contribui com parte de suas reservas, se estas existirem, de acordo com uma lei exponencial;
- d) - que a perda de água pelo solo, para atender à demanda evapotranspiratória é linear, ou seja: tendo muita ou pouca água armazenada, o solo sempre cede toda a água requerida pela evaporação e pela transpiração das plantas presentes, até atingir o ponto de murcha permanente

Em 1957, C. W. Thornthwaite e J. C. Mather publicaram uma versão mais avançada do balanço hídrico climático na qual a primeira e a última das hipóteses anteriormente assinaladas foram aperfeiçoadas. Nessa nova versão, a capacidade de armazenamento do solo torna-se variável e estabelecida em função de suas pro-

priedades (capacidade de campo e ponto de murcha permanente) na camada explorada pelas raízes das plantas nele presentes. Por outro lado, a perda de água pelo solo, para atender à demanda evapotranspiratória, deixa de ser linear (última hipótese). Em outras palavras: nessa nova versão do modelo, o solo passa a oferecer resistência à secagem de modo que, quanto menos água existir no solo, mais difícil se torna retirá-la. Essa resistência é expressa em termos de uma função exponencial e será comentada mais adiante.

Mesmo aperfeiçoado, o modelo de balanço hídrico de Thornthwaite e Mather é ainda bastante simplificado, pois, além das hipóteses restritivas apontadas, as perdas e reposições de água do solo são estimadas em bases mensais. De fato, todos os parâmetros desse balanço hídrico são estimados com base nos valores médios mensais de temperatura e total de precipitação, coletados durante um intervalo de tempo muito longo, em geral de 30 ou mais anos. Isso impõe outra séria limitação ao modelo: os resultados obtidos constituem uma estimativa média temporal e, portanto, não necessariamente refletem, com o desejável grau de fidedignidade, o balanço hídrico (real) esperado num ano particular.

No caso específico da Região Tropical, deve-se ter em mente que a variação da temperatura média em um dado mês, ao longo de vários anos, é normalmente muito pequena, o que tende a estabilizar as estimativas da evapotranspiração de referência (EP_0), quando calculada pelo método de Thornthwaite (em função apenas da temperatura média mensal). Mas isso não necessariamente ocorre com o total de precipitação. De fato, no Trópico Semi-árido, em particular, observa-se uma flutuação interanual muito grande do total pluviométrico em um dado mês. Do exposto depreende-se que os resultados fornecidos pelo balanço hídrico proposto por Thornthwaite e Mather, em 1957, somente devem ser considerados como uma estimativa, por vezes grosseira, da realidade física. Em geral, esses resultados não podem ser tomados como valores absolutos, sendo, no entanto, bastante úteis, quando se desejam fazer comparações, tal como mencionado.

A metodologia para elaboração do balanço hídrico pelo método de Thornthwaite e Mather, versão 1957, será abordada nos tópicos seguinte. Posteriormente será exemplificada sua utilização para fins de zoneamento agroclimático.

7.1 - Roteiro para a elaboração do balanço.

A estimativa do balanço hídrico climático pelo método proposto, em 1957, por Thornthwaite e Mather, pode ser feita com o auxílio de uma calculadora e de uma planilha apropriada (Fig. X.11), ou utilizando um microcomputador (caso se disponha do *software* ou se queira desenvolvê-lo). No cabeçalho dessa planilha devem ser informados o nome da localidade, suas coordenadas geográficas, a capacidade de armazenamento do solo adotada e os períodos de observação aos quais se referem

as médias da temperatura do ar e dos totais pluviométricos mensais (Fig. X.12).

A capacidade de armazenamento (mm) do solo pode ser estabelecida através da seguinte expressão:

$$CA = \rho_a H (C_C - P_M)/10 \quad (X.7.1)$$

em que ρ_a é a densidade aparente do solo (g cm^{-3}), H é a profundidade explorada pelo sistema radicular das plantas (cm), C_C (%) e P_M (%) designam, respectivamente, a umidade do solo quando em capacidade de campo e no ponto de murcha permanente.

7.1.1 - Preenchimento das colunas iniciais da planilha.

O preenchimento das primeiras colunas da planilha é simples, embora trabalhoso, face aos cálculos que devem ser feitos para estimar a evapotranspiração de referência. Para cada mês (J), segundo Thornthwaite e Mather, (1957):

t - corresponde à média mensal climatológica da temperatura do ar ($^{\circ}\text{C}$) no mês J ($J = 1,2,3 \dots 12$);

i - é o índice mensal de calor, calculado através da equação X.6.9 e cuja soma, para os doze meses, fornece o índice anual de calor (I);

De posse do valor do índice anual de calor (I), calcula-se o expoente (a) da relação X.6.7, empregando-se a equação X.6.10.

E - evapotranspiração não ajustada, obtida através da equação X.6.8 (se $t_J < 26,5^{\circ}\text{C}$) ou da Tabela X.11 (no caso contrário);

C - é o fator de correção, obtido conforme a equação X.6.11;

EP_O - é a evapotranspiração de referência estimada, obtida pelo produto das duas colunas anteriores ($EP_{OJ} = C_J E_J$), arredondado para inteiros;

P - total médio de chuva (mm), também arredondado para inteiros;

$P - EP_O$ é a diferença entre a precipitação (P_J) e a evapotranspiração de referência estimada (EP_{OJ}).

De vez que as médias mensais da temperatura do ar e do total pluviométrico

referem-se a toda a série de anos selecionada, os valores das colunas P, EP_0 e $P-EP_0$ são válidos qualquer que seja a capacidade de armazenamento (CA) que venha a ser utilizada. Caso haja necessidade de fazer balanços para culturas que requeira a adoção de diferentes valores de CA, essa primeira parte do balanço (até a coluna $P-EP_0$) não muda.

BALANÇO HÍDRICO SEGUNDO THORNTHWAITTE e MATHER (1957)
--

Local:

Lat.: Long.: Alt.:

Capacidade de Armazenamento do Solo (CA) = mm

Período dos dados: Chuva de a Temperatura de a .

MES	t °C	i	C	EP ₀ mm	P mm	P-EP ₀ mm	NEG. ACM.	ARM. mm	ALT. mm	ER. mm	EXC. mm	DEF mm
JAN.												
FEV.												
MAR.												
ABR.												
MAI.												
JUN.												
JUL.												
AGO.												
SET.												
OUT.												
NOV.												
DEZ.												
ANO												

ÍNDICES : Ia =

Iu =

Im =

Fig. X.11 - Modelo de planilha para a estimativa do balanço hídrico segundo o método de Thornthwaite e Mather, (1957)

7.1.2 - Preenchimento das colunas restantes.

Nesse ponto da elaboração do balanço, três situações distintas podem ocorrer quanto aos sinais de figuram na coluna $P-EP_J$:

Caso I - aparecem valores positivos e negativos;

Caso II - aparecem apenas valores positivos;

Caso III - aparecem apenas valores negativos.

Esses casos serão abordados separadamente, pois afetam o preenchimento das colunas $NEG ACM_J$ e ARM_J , para cada mês J .

7.1.2.1 - Caso I

As colunas $NEG ACM$ e ARM devem ser preenchidas simultaneamente. Fisicamente, $NEG ACM$ (negativo acumulado) traduz a soma de todas as demandas mensais de água para evapotranspiração (verificadas até o fim do mês J) que foram solicitadas ao solo. A coluna ARM (armazenamento de água) contém a quantidade de água ainda existente no solo.

Para iniciar o preenchimento simultâneo das colunas $NEG ACUM$ e ARM deve-se identificar o último mês do período chuvoso, ou do período mais chuvoso, caso haja mais de um.

O período mais chuvoso é aquele que apresenta a maior soma de valores positivos consecutivos de $P_J - EP_{OJ}$ (considerando-se, para isso, o mês de janeiro como seguinte ao de dezembro, quando for o caso). O último mês do período mais chuvoso será aqui designado por mês k e, como acontece durante todo o período chuvoso, deve satisfazer à condição:

$$(P_k - EP_{Ok}) > 0,$$

ou seja: a precipitação média mensal é superior à demanda média mensal da evapotranspiração.

Em primeira aproximação admite-se que, no mês k , o solo se encontra com sua capacidade de armazenamento (CA) inteiramente satisfeita. Isso equivale a fazer:

$$ARM_k = CA \text{ e } NEG ACM_k = 0$$

A coluna $NEG ACM$ representa a solicitação total de água ao solo, computada desde o final do período chuvoso (ou do mais chuvoso), como já esclarecido. Então, havendo chuva abundante (meses com $P_J - EP_{OJ} > 0$) assume-se que o solo está plenamente abastecido no final do período (mais) chuvoso ($ARM_k = CA$) pelo simples fato de que nenhuma solicitação hídrica lhe foi feita desde o início do período (mais) chuvoso (daí $NEG ACM_k = 0$).

No mês seguinte ($k + 1$), o valor de $P_{k+1} - EP_{Ok+1}$ será negativo e, assim,

$$\begin{aligned} \text{NEG ACM}_{k+1} &= \text{NEG ACM}_k + P_{k+1} - EP_{Ok+1} \\ \text{NEG ACM}_{k+1} &= 0 + P_{k+1} - EP_{Ok+1}, \end{aligned}$$

caracterizando uma solicitação de água ao solo. A cessão da água pelo solo é feita, por hipótese, obedecendo a uma função exponencial. O cálculo da água armazenada no solo no mês $k + 1$ (ARM_{k+1}) será feita usando-se a expressão:

$$ARM_{k+1} = CA \exp(\text{NEG ACM}_{k+1} / CA) \quad (\text{X.7.1})$$

onde \exp denota a função exponencial (e^x) e o valor NEG ACM_{k+1} é, evidentemente, negativo. Então $ARM_{k+1} < CA$ (pois CA será multiplicado por um valor menor que 1). Para os meses ($k+2, k+3 \dots k+n$) em que ocorram valores de $P_{k+n} - EP_{Ok+n}$ menores ou iguais a zero, o procedimento é idêntico ao seguido para o mês $k+1$: determina-se primeiramente o valor de NEG ACM_{k+n} e calcula-se o de ARM_{k+n} através da equação X.7.1.

Quando surgir o primeiro mês (s) em que $P_s - EP_{Os} > 0$, o processo de cálculo é invertido. Obtém-se, inicialmente o armazenamento (ARM_s), fazendo:

$$ARM_s = ARM_{s-1} + P_s - EP_{Os}$$

o que equivale a adicionar todo o saldo da precipitação à água eventualmente existente no solo. Caso ARM_s se torne superior à capacidade de armazenamento (CA) assumida, toma-se $ARM_s = CA$ e o restante é transferido para a coluna de excedentes (EXC_s).

O cálculo do valor de NEG ACM_s é feito a partir de ARM_s , usando-se a seguinte equação (Krishan, 1980):

$$\text{NEG ACM}_s = CA \cdot \ln(ARM_s / CA) \quad (\text{X.7.2})$$

Nessa equação, que dispensa o inconveniente uso de tabelas, \ln indica o logaritmo neperiano. Note-se que, quando $ARM_s = CA$ o valor de NEG ACM_s é zero (solo abastecido).

O preenchimento das colunas NEG ACM e ARM continua, seqüencialmente, pelos doze meses do ano, até atingir novamente o mês inicial (k), usando-se a equação X.7.1 ou X.7.2 conforme o valor de $P - EP_O$.

As equações X.7.1 e X.7.2 são utilizadas para qualquer capacidade de armazenamento (CA) definida pelo usuário.

Há situações em que a chuva é insuficiente para permitir o pleno abastecimento do solo, o qual em mês algum atinge a capacidade de armazenamento selecionada. Nessas circunstâncias, ao se retornar ao mês k , no final dos cálculos, verifica-se que o armazenamento inicialmente assumido ($ARM_k = CA$) não era verdadeiro. Uma vez constatado isso, assume-se para ARM_k o valor encontrado no final dos cálculos e repete-se todo o processo, tantas vezes quantas seja necessário, até que se encontre um valor final para ARM_k igual àquele assumido inicialmente na última vez.

BALANÇO HÍDRICO SEGUNDO THORNTHWAITTE e MATHER (1957)

Local: Goiana (PE)

Lat.: -7° 33' Long.: 34° 59'W Alt.: 15m

Capacidade de Armazenamento do Solo (CA) = 130 mm

Período dos dados: Chuva de 1911 a 1942. Temperatura de 1911 a 1942.

MES	t °C	i	C	EP ₀ mm	P mm	P-EP ₀ mm	NEG. ACM.	ARM. mm	ALT. mm	ER. mm	EXC. mm	DEF mm
JAN.	25,7	11,92	32,26	132	95	-37	-309	12	-4	99	0	33
FEV.	25,7	11,92	28,82	118	163	45	-107	57	45	118	0	0
MAR.	25,7	11,92	31,39	128	196	68	-5	0	68	128	0	0
ABR.	25,3	11,64	29,83	116	296	180	0	130	5	116	175	0
MAI.	24,7	11,23	30,43	110	287	117	0	130	0	110	177	0
JUN.	23,3	10,68	29,22	95	364	269	0	130	0	95	269	0
JUL.	23,3	10,28	30,29	91	239	148	0	130	0	91	148	0
AGO.	23,1	10,15	30,64	89	151	62	0	130	0	89	62	0
SET.	24,1	10,82	30,13	101	61	-40	-40	96	-34	95	0	6
OUT.	24,8	11,30	31,66	116	38	-78	-118	52	-44	82	0	34
NOV.	25,2	11,57	31,09	120	43	-77	-195	29	-23	66	0	54
DEZ.	25,7	11,92	32,37	132	55	-77	-272	16	-13	68	0	64
ANO	24,8			1348	1988	640	-	912	0	1157	831	191

ÍNDICES : $la = 14,17\%$

$lu = 61,65\%$

$lm = 47,48\%$

Fig. X.12 - Balanço hídrico climático para Goiana (PE), exemplo do Caso I

As demais colunas da planilha são facilmente preenchidas, conforme descrito a seguir.

ALT - representa a alteração da quantidade de água existente no solo (corresponde à diferença de armazenamentos). Para qualquer mês (J), tem-se:

$$ALT_J = ARM_J - ARM_{J-1}$$

ER - constitui uma estimativa da evapotranspiração real, ou seja da transferência vertical turbulenta de vapor d'água para a atmosfera que efetivamente se verifica, em termos médios, no mês (J). Ressalta-se, mais uma vez, que, como todos os demais parâmetros obtidos por meio desse modelo de balanço, a estimativa de ER pode ser bastante grosseira. Para preencher essa coluna, assume-se que:

- nos meses em que a diferença $P_J - EP_{0J}$ for maior ou igual a zero, assume-se que $ER_J = EP_{0J}$, o que equivale a dizer que a precipitação foi suficiente para atender plenamente à demanda evapotranspiratória de referência (máxima quando se considera uma superfície recoberta por grama);
- nos demais meses, em que $P_J - EP_{0J} < 0$, tem-se $ER_J = P_J + |ALT_J|$, indicando que a evapotranspiração corresponderia à precipitação mais a água cedida pelo solo.

EXC - é o excedente hídrico. Será nulo nos meses em que ARM_J for inferior a CA; nos demais será dado por:

$$EXC_J = P_J - EP_{0J} - ALT_J$$

DEF - é a estimativa da deficiência hídrica. Será nula sempre que na coluna $P_J - EP_{0J}$ hajam valores positivos ou nulos; nos demais meses será fornecida pela diferença

$$EP_J - EP_{0J}.$$

7.1.2.2 - Caso II

Quando todos os valores da coluna $P - EP_0$ são positivos é sinal de que o solo manteve-se, durante todo o ano, com sua capacidade de armazenamento satisfeita. Então, a coluna NEG ACM é inteiramente preenchida com zeros, a coluna ARM com o valor assumido para a capacidade de armazenamento e a coluna ALT

também com zeros. Coimo $ER_J = EP_{OJ}$, o excedente hídrico (EXC_J) será dado pela diferença (sempre positiva) $P_J - EP_{OJ}$ e a deficiência (DEF_J) será nula, em todos os meses.

7.1.2.3 - Caso III

As situações em que a coluna $P - EP_O$ possui todos os valores negativos devem ser entendidas como a impossibilidade do solo de armazenar qualquer quantidade de água de um mês para o seguinte. Isso é ditado pela escassez de chuva e não pelas propriedades do solo. A evapotranspiração, nesse caso, é sempre maior que a precipitação.

Em balanços desse tipo, a coluna NEG ACM será preenchida com traços (-) e a coluna ARM com zeros (Fig. X.13). Por conseguinte, para qualquer mês, é evidente que: $ALT_J = 0$; $ER_J = P_J$; $EXC_J = 0$; e $DEF_J = -(P_J - EP_{OJ})$.

BALANÇO HÍDRICO SEGUNDO THORNTHWAITE e MATHER (1957)

Local: Remanso (BA)

Lat.: -12° 55' Long.: 38° 41'W Alt.: 45m

Capacidade de Armazenamento do Solo (CA) = 100 mm

Período dos dados: Chuva de 1911 a 1942. Temperatura de 1911 a 1942.

MES	t °C	i	C	EP _O mm	P mm	P-EP _O mm	NEG. ACM.	ARM. mm	ALT. mm	ER. mm	EX C. mm	DEF mm
JAN.	27,2	13,0	32,54	153	78	-75	-	0	0	78	0	75
FEV.	25,9	12,1	28,98	117	82	-35	-	0	0	82	0	3
MAR.	27,1	12,9	31,42	148	88	-60	-	0	0	88	0	6
ABR.	27,3	13,1	29,70	140	35	-105	-	0	0	35	0	105
MAI.	26,7	12,6	30,19	139	22	-117	-	0	0	22	0	11
JUN.	26,2	12,3	28,92	122	10	-112	-	0	0	10	0	112
JUL.	25,7	11,9	30,01	118	10	-108	-	0	0	10	0	10
AGO.	26,2	12,3	30,45	128	10	62	-	0	0	10	0	11
SET.	27,21	13,0	30,09	141	8	-133	-	0	0	8	0	133
OUT.	28,0	13,6	31,76	156	14	-142	-	0	0	14	0	142
NOV.	27,9	13,5	31,76	153	56	97	-	0	0	56	0	92
DEZ.	27,2	13,0	32,68	154	92	-62	-	0	0	92	0	62
ANO	25,9			1669	505		-	0	0	505	0	1164

ÍNDICES : Ia = 69,74%

Iu = 0

Im = -69,74%

Fig. X.13 - Balanço hídrico climático para Remanso (BA), exemplo do Caso III

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

7.2 - Índices climáticos

Os seguintes índices são complementarmente calculados (Krishan, 1980):

índice de aridez $I_a = 100 DEF_A / EP_{oA}$

índice de umidade $I_u = 100 EXC_A / EP_{oA}$

índice hídrico $I_m = I_u - I_a$

O subscrito 'A' indica totais anuais.

BALANÇO HÍDRICO SEGUNDO THORNTHWAITTE e MATHER (1957)

Local: Goiana (PE)

Lat.: -7° 33' Long.: 34° 59'W Alt.: 15m

Cap. de Armazenamento do Solo (CA) = 130 mm

Período dos dados: Chuva de 1911 a 1942.

Temperatura de 1911 a 1942.

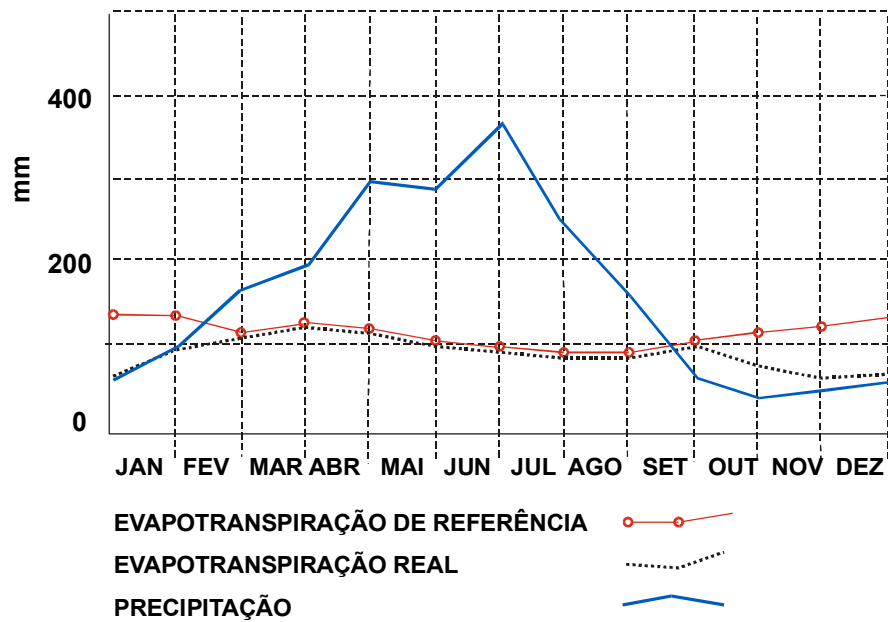


Fig. X.14 - Gráfico do Balanço Hídrico.

7.3 - Gráfico.

Para representar graficamente o balanço hídrico costumam-se desenhar as curvas correspondentes à variação mensal de P_J , EP_{OJ} e ER_J . Emprega-se um diagrama em que a ordenada representa a lâmina de água e a abcissa o tempo (Fig. X.14).

Analisando tais curvas, pode-se ver melhor as épocas do ano em que, em média, estaria havendo retirada ou reposição de água ao solo e que ocorrem, respectivamente, nos meses com $ALT_J < 0$ e $ALT_J > 0$.

8. Exercícios.

1 - Utilizando os dados da Tabela X.13, pede-se:

- a - traçar as curvas da evaporação medida, com o tanque "Classe A" e o atmômetro de Piche;
- b - obter as estimativas da evapotranspiração mensal de referência pelos métodos de Hargreaves, Linacre, Blaney-Cridle e da radiação;
- c - traçar as curvas correspondentes às estimativas obtidas no tópico anterior;
- d - comparar as curvas da evaporação medida, através do tanque "Classe A" e do atmômetro de Piche (tópico a) com as estimadas (tópico c), emitindo sua opinião quanto à melhor estimativa no caso;

2 - Usando, ainda, os dados constantes da Tabela X.13, pede-se desenhar as curvas correspondentes à evaporação mensal, observada no tanque evaporimétrico "Classe A" e no atmômetro de Piche; analisar o comportamento dessas curvas e procurar explicar as discrepâncias.

3 - Obter a estimativa da evapotranspiração potencial, segundo o método de Penman, para os meses de janeiro e julho (Tabela X.13), assumindo um albedo médio de 20% e um coeficiente de emissividade de 0,98 (para a fórmula de Brunt-Penman de estimativa do saldo de radiação).

4 - Justificar porque o balanço hídrico climático proposto por C. W. Thornthwaite não deve ser usado para estimar lâminas de água para irrigação.

5 - Efetuar o balanço hídrico climático para as localidades indicadas adiante, assumindo uma capacidade de armazenamento de 100mm para o solo. Os dados constam da Tabela X.14

- a) Escada (PE)
 b) Cabrobó (PE)
 c) Exu (PE)

TABELA X.13

REGISTROS CLIMATOLÓGICOS DA ESTAÇÃO EXPERIMENTAL DE MANDACARU (9°26'S, 40°26'W, 375m), JUAZEIRO (BA), DURANTE 1972.

MES	VALORES MÉDIOS DIÁRIOS							MÉDIAS MENSIS		
	p	t	U	n	Q	u ₂	t _s	P	EPIC	ETAN
Jan.	969,6	27,8	53	7,8	507	254,4	25,6	61,0	230	284
Fev.	968,3	27,9	57	8,9	527	198,6	26,4	65,0	243	248
Mar.	968,2	27,1	64	7,7	530	192,7	25,9	169,4	204	245
Abr.	968,9	26,7	70	7,6	466	184,2	26,0	51,4	166	197
Mai.	970,1	26,4	70	6,2	395	270,1	24,4	5,8	189	189
Jun.	970,7	25,8	71	6,8	384	281,4	23,8	11,7	214	228
Jul.	971,8	26,1	67	9,0	457	265,3	23,5	2,1	283	260
Ago.	971,5	27,3	52	8,0	464	318,1	23,7	0,4	305	286
Set.	971,3	28,3	48	9,2	549	359,8	24,4	0,0	374	341
Out.	968,2	29,7	47	9,7	515	316,9	25,5	2,2	400	352
Nov.	967,3	30,8	48	9,1	519	236,9	26,7	70,7	342	303
Dez.	967,5	28,2	64	7,4	407	205,3	26,2	220,5	245	248

FONTE: SUDENE/DRN (arquivo).

- p - pressão atmosférica (mb);
 U - umidade relativa do ar (%);
 n - insolação (horas);
 Q - radiação global (cal cm⁻²);
 EPIC - evaporação do atmômetro de Piche (mm);
 ETAN - evaporação do tanque "Classe A" (mm);
- t - temperatura do ar (°C);
 P - precipitação (mm);
 u₂ - total de vento observado a 2m (km);
 t_s - temperatura do solo à 2 cm (°C).

TABELA X.14

DADOS CLIMATOLÓGICOS

Escada (PE) Lat.: 8°22'S Lon.: 35°14'W Alt.: 93m

Mes	Jan.	Fev.	Mar	Abr.	Mai.	Jun.	Jul.	Ago	Set.	Out.	Nov	Dez.
t °C	26,3	26,3	26,2	25,7	24,8	23,8	23,2	23,3	24,0	25,1	25,8	26,3
P mm	68	90	151	197	263	250	192	143	76	46	48	55

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

Cabrobó (PE) Lat.: 8°30'S Lon.: 39°19'W Alt.: 350m

Mes	Jan	Fev	Mar	Abr	Mai	Jun	Jul	Ago	Set	Out	Nov	Dez
t °C	27,1	26,8	26,7	26,1	25,2	24,4	23,8	24,5	26,0	27,6	28,1	27,8
P mm	58	84	108	58	20	13	8	3	4	11	38	62

Exu (PE) Lat.: 7°31'S Lon.: 39°43'W Alt.: 510m

Mes	Jan	Fev	Mar	Abr	Mai	Jun	Jul	Ago	Set	Out	Nov	Dez
t °C	25,9	25,3	24,8	24,7	24,1	23,4	23,0	23,9	25,4	26,9	26,8	26,3
P mm	96	134	183	121	80	38	27	15	9	26	46	64

BIBLIOGRAFIA

- ACTON, F. S. *Analysis of Straight-line Data*. Dover Public, New York, 1959.
- ASCE *Consumptive use of water and irrigation water requerimentos*. Jensen, M. (Ed.). American Society of Civil Engineers, New York, 1973.
- AZEVEDO, D. C. *Chuvvas do Brasil*. Ministério da Agricultura, Instituto Nacional de Meteorologia. Brasília, 1974.
- AZEVEDO, P. V.; VAREJÃO-SILVA, M. A.; VARGAS, G. A. O., *Zoneamento do Potencial de Energia Solar no Nordeste*. UFPb, Campina Grande, 1981.
- BALLESTER, M. *Efeitos interfaciais e nucleação em física de nuvens*. UFRJ. Instituto de Geociências. Rio de Janeiro, 1975 (Contribuição Didática 7).
- BARRY, R. G and CHORLEY, R. *Atmosphere, Weather and Climate*. Methuen London, 1968.
- BATISTI, D. S. & HIRST, A. C. Interannual variability in a tropical atmosphere-ocean model: influence of the basic state, ocean geometry and nonlinearity. *J. A. Science*, **46** (12):1687-1712, 1989.
- BEISER, A. *Conceitos de Física Moderna*. Polígono, São Paulo, 1969.
- BELCUFINÉ, U. *Física de Nuvens Quentes*. Ministério da Aeronáutica. Departamento de Pesquisa e Desenvolvimento. IAE-CTA, São José dos Campos, 1975.
- BERRY, F. A., BOLLAY, E. and BEERS, N. R. *Handbook of Meteorology*. McGraw-Hill, New York, 1945.
- BLAIR, T. A. ; FITE, R. C. *Meteorologia*. Ao Livro Técnico, Rio de Janeiro, 1964.
- BOISCHOT, A. *Le soleil et la Terre*. Univ. de France, Paris, 1966.
- BOWEN, I. S. The ratio of heat losses by conduction and by evaporation from any water surface. *Physical Review* **27**:779-787, jun, 1926.
- BRUTSAERT, W. H. *Evaporation into the Atmosphere*. D. Reidel. Dordrecht, 1982.
- BUDYKO, M. I. *Global Ecology*. Progress, Moscow, 1980.
- BUTKOV, E. *Física Matemática*. Guanabara Dois, Rio de Janeiro, 1978.
- CANE, M. A. Tropical Pacific ENSO models: ENSO as a mode of the coupled system. *In: Climate System Modeling* (Ed. Trenberth, K. E.), Cambridge, 1992.
- CHANG, J. *Climate and Agriculture: an ecological survey*. Aldine, Chicago, 1968.
- CHOW, VEN-TE *Handbook of Applied Hidrologia*. McGraw-Hill, New York, 1964.

- CLARK, S. P. **Estrutura da Terra**. Edgard Blucher, Universidade de São Paulo, São Paulo, 1973.
- COULSON, K. L. **Solar and Terrestrial Radiation**. Academic, San Francisco, 1975.
- DNMET **Dados de Balão Piloto**. Ministério da Agricultura, Departamento Nacional de Meteorologia, Brasília, 1973.
- DOBSON, G. M. B. **Exploring the Atmosphere**. Oxford University, London, 1968.
- DOORENBOS, J.; PRUIT, W. O. **Guidelines for predicting crop water requirements**. ONU-FAO, Roma, 1975 (Irrigation and Drainage Paper, 24).
- DRA **Tabelas Climatológicas** (Vol. 1). Ministério da Aeronáutica. Diretoria de Rotas Aéreas, Rio de Janeiro, 1967.
- DRAPER, N. R.; SMITH, H. **Applied Regression Analysis**. John Wiley and Sons, New York, 1966.
- ELLIS, J.; VALENÇA, A. S. Desvio Padrão da Temperatura Média Mensal no Brasil. Instituto Nacional de Meteorologia. **Boletim Técnico** 22: 1-75, 1982.
- FELIPPE, G. M. Fotomorfogênese. In: **Fisiologia Vegetal**. (Coord. Ed. FERRI, M. G.). USP, São Paulo, 1979.
- FERREIRA, H.; PEIXOTO, J. P. **Evaporação e evapotranspiração**. Instituto Geofísico do Infante D. Luís. Lisboa, 1962 (Publicação 4).
- FLEAG, G. R.; BUSSINGER, J. A. **An introduction to the Atmospheric Physics**. Academic, New York, 1963.
- GANGOPADHYAYA, M.; URYAEV, V. A.; OMAR, M. H.; NORDENSEN, T. J.; HARBECK, G. E. **Measurement and estimation of evaporation and evapotranspiration**. Organização Meteorológica Mundial, Genebra, 1966 (Technical note, 83)
- GATES, F. A. R. Radiant Energy, its Receipt and Disposal. **Meteorological Monographs**, 6(28): 1-26, 1965.
- GEDZELMAN, S. D. **Atmospheric Circulation Systems**. In: Handbook of Applied Meteorology (Ed. D. D. Houghton). John Wiley & Sons, New York, 1985.
- GEIGER, R. **Manual de Micrometeorologia**. Calouste Gulbenkian, Lisboa, 1980.
- GERTHSEN, C.; KNESER, H. O. **Física**. (Trad. A. A. Inocência) Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa, 1973.
- GODSKE, C. L., BERGERON, T.; BJERKNES, J. B.; BUNGAARD, R. C. **Dynamic Meteorology and Weather Forecasting**. American Meteorological Society, Boston, 1957.
- GOODY, M.; WALKER, J. C. G. **Atmosferas Planetárias**. Edgard Blücher, São Paulo, 1975.
- GORDON, A. H. **Elementos de Meteorologia Dinamica**. Uthea, Mexico, 1965.
- GRUBER, A. **Determination of the Earth-Atmosphere Radiation Budget from NOAA Satellite Data**. National Environmental Satellite Service, Washington, 1978.

- HALTINER, D. J.; MARTIN, F. L. ***Dynamical and Physical Meteorology***. McGraw-Hill, New York, 1957.
- HARGREAVES, G. H. ***Monthly Precipitation Probabilities for Northeast Brazil***. Utah State University, Logan, 1973.
- HARGREAVES, G. H. ***Precipitation dependability and the potentials for agricultural production in Northeast Brazil***. Utah State University, Logan, 1974.
- HASTENRATH, S. ***Climate and Circulation of the Tropics***. D. Riedel, Dordrecht, 1985.
- HESS, S. L. ***Introduction to Theoretical Meteorology***. Holt, Rinehart and Winston, New York, 1959.
- HOLMBOE, J.; FORSYTHE, G. E.; GUSTIN, W. ***Dynamic Meteorology***. John Wiley and Sons, London, 1948.
- HOLTON, J. R. ***An Introduction to Dynamic Meteorology***. Academic, New York, 1979.
- IBBETSON, A. Some aspects of the description of atmospheric turbulence. In: ***Dynamical Meteorology: an introductory selection***. Ed. B. W. Atkinson. Methuen, London, 1981.
- IRIBARNE, J. V.; GODSON, W. L. ***Atmospheric Thermodynamics***. D. Reidel, Boston, 1973 (Geophysics and Astrophysics Monographs 6).
- KLEIN, S. A. Calculation of Monthly Average Insolation on Tilted Surfaces. ***Solar Energy***, 19: 325-329, 1977.
- KOUSKY, V. E., GAN, M. A. e VIRJI, H. ***Low latitude upper tropospheric cyclonic vortices in the South Atlantic; their origin, characteristics and effects on tropical convection over Eastern Brazil***. INPE, São José dos Campos, 1983. (Pub. INPE 2729).
- KRISHNAN, A. Agroclimatic classification methods and their application in India. In: ***Climatic Classification: a Consultants' Meeting***. ICRISAT, Patancheru, 1980.
- LATIMER, J. R. ***Radiation Measurement***. National Research Council of Canada. International Field Year for the Great Lakes, Toronto, 1971 (Technical Manual Series, 2)
- LEE, F. J. ; SEARS, F. W. ***Termodinâmica***. (Trad. Borisas Cimblaris). Ao Livro Técnico, Rio de Janeiro, 1969.
- LEMON, E. R. Energy Conversion and Water Use Efficiency in Plants. In: ***Plant Environment and Efficient Water Use***. American Meteorological Society, Madison, 1965.
- LINACRE E.; HOBBS, J. ***The Australian Climatic Environment***. John Wiley and Sons, Brisbane, 1977.
- LINACRE, E. T. A simple formula for estimating evaporation rates in various climates, using temperature data alone. ***Agriculture Meteorology*** 18: 409-424, 1977.
- LIST, R. J. ***Smithsonian Meteorological Tables***. Smithsonian Institution, Washington, 1971.
- LORENZ, E. N. ***The Nature and Theory of the General Circulation of the Atmosphere***. Organização Meteorológica Mundial, Genebra, 1963.

- LOURENÇO, A. C. M. **Vórtices ciclônicos em altos níveis que atuam na região sul e sudeste do Brasil**. INPE, 1995 (Preliminar de Dissertação de Mestrado, inédita)
- MASCHERONI, J. G. **Curso de Geodesia**. Alsina, Buenos Aires, 1952.
- MASSEY Jr, F. J. The Kolmogorov-Smirnov test of goodness of fit. **J. of American Statistical Association**, **46**:68-78, 1950.
- MAYER, B. S.; ANDERSON, D. B.; BOHNING, R. H. **Introdução à Fisiologia Vegetal**. Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa, 1965.
- McINTOSH, D. H.; THOM, A. S. **Essentials of Meteorology**. Wykeham, London, 1969
- MIDDLETON, W. E. K. **Meteorological Instruments**. University of Toronto, Toronto, 1943.
- MIDDLETON, W. E. K.; SPILHAUS, A. F. **Meteorological Instruments**. University of Toronto, Toronto, 1953.
- MIELKE, P. W. Simple Iterative Procedures for Two-parameter Gamma Distribution Maximum Likelihood Estimates. **J. of App. Meteorology** **15**(12): 181-183, 1976.
- MILLER, A. **Meteorology**. Charles E. Merrill, Columbus, Ohio, 1971.
- MIN. DA AERONÁUTICA **Manual de Análise do Diagrama "Skew-T,log p"**. Diretoria de Rotas Aéreas, Ministério da Aeronáutica, Rio de Janeiro, 1969.
- MOLLE, F. **Perda por evaporação e infiltração em pequenos açudes**. SUDENE, Recife, 1989. (Série Hidrologia / 25)
- MONTHEITH, J. L. **Principles of Environmental Physics**. Edward Arnold London, 1975.
- MONTHEITH, J. L. **Vegetation and the Atmosphere**. Academic. London, 1975.
- MOSIÑO, P. A. The variability of rainfall in Mexico and its determination by means of gamma distribution. **Geografiska Annaler** **63A** (1-2): 1-10, 1981.
- MOSIÑO, P. A.; E. G. V. MIRANDA 1972 Rainfall Annomalies in Mexico and Central America. **Geofísica** **10-11**: 41-76, 1979.
- MURGATROYD, R. J.; HARE, F. K.; BOVILLE; B. W., TEWELES, S.; KOCHANSKY, A. **The Circulation in the Stratosphere, Mesosphere and Lower Termosphere**. Organização Meteorológica Mundial, Genebra, 1965.
- NETO, S. S.; NAKANO, O., BARBIN, D.; VILA NOVA, N. A. **Manual de Ecologia dos Insetos**. Ceres, São Paulo, 1976.
- NIEUWOLT, S. **Tropical Meteorology**. John Wiley and Sons, New York, 1977.
- NORDENG, T. E. and RASMUSSEN, E. A. A most beautiful polar low. A case study of a polar low development in the Bear Island region. **Tellus**, **44A** (2), 81-99, 1992.
- O.M.M. **Atlas Internacional de Nuvens - Atlas Resumido (1956)**. Organização Meteorológica Mundial/Serviço Meteorológico Nacional, Lisboa, 1970.
- O.M.M. **Guide to Meteorological Instruments and Observing Practices**. Organização Meteorológica Mundial, Geneve, 1971.
- O.M.M. **Technical Regulations**. Organização Meteorológica Mundial. Genebra, 1968.

- OMETTO, A. C., ***Bioclimatologia Vegetal***. CERES, São Paulo, 1981
- PALMÉN, E. and NEWTON, C. W. ***Atmospheric Circulation Systems***. Academic, New York, 1969.
- PEIXOTO, J. P. ***Curso de Meteorologia***. Serviço Meteorológico Nacional, Lisboa, 1969.
- PEIXOTO, J. P. ***Da Natureza e da Estrutura do Ciclo Hidrológico***. Serviço Meteorológico Nacional, Lisboa, 1970 (RT 1062, MEM 209).
- PEIXOTO, J. P. ***Meteorologia***. Universidade Técnica de Lisboa, Lisboa, 1970.
- PENMAN, M. L. Evaporation: an introductory survey. ***Neth. Jour. of Agric. Science***, 4: 9-29, 1948.
- PERUCCA, E. ***Física Geral y Experimental***. Labor, Barcelona, 1948.
- PETTERSEN, S. Meteorology. In: ***Handbook of Applied Hydrology*** (Ed. Ven Te Chow) McGraw-Hill, New York, 1964.
- PETTERSEN, S. ***Weather Analysis and Forecasting*** (Vol. I). McGraw-Hill, New York, 1956.
- PHILANDER, S. G. ***El Niño, La Niña, and the Southern Oscillation***. Academic San Diego, 1990.
- PHILANDER, S. G. El Niño. ***Oceanus***, 35 (2): 56-61, 1992
- PRIESTLEY, C. H. B. ***Turbulent Transfer in the Lower Atmosphere***. Universidade de Chicago, Chicago, 1959.
- PRUIT, W. O.; LAURENCE, F. J. Tests of aerodynamic, energy balance and other evaporation equations over a grass surface. In: ***Investigation of energy, momentum and mass transfer near the ground***. University of California, Davis, 1966 (Final Report 1965).
- REICHARDT, K. ***Processos de transferência no sistema solo-planta-atmosfera***. Fundação Cargill, Campinas, 1985.
- RETTALACK, B. J. ***Compendium of Lecture Notes for Training Class IV Meteorological Personnel (Vol II - Meteorology)***. Organização Meteorológica Mundial, Genebra, 1970.
- RIDER, N. E. ***Measurement of Evaporation, Humidity in the Biosphere and Soil Moisture***. Organização Meteorológica Mundial, Genebra, 1966 (Technical Note 21).
- RIEHL, R. ***Meteorologia Tropical***. Ao Livro Técnico, Rio de Janeiro, 1965
- ROBINSON, N. ***Solar Energy***. Elsevier, Amsterdam, 1966.
- ROSE, C. W. ***Agricultural Physics***. Pergamon, London, 1966.
- ROSEMBERG, N. J. ***Microclimate: the biological environment***. John Wiley, New York, 1974
- S.M.N. ***Descrição, fundamento e utilização do tefigrama PT 46***. Serviço Meteorológico Nacional, Lisboa, 1951 (RT 95, Cir.39)

- SÁ, D. F. **Radiação Solar Global Incidente sobre Superfícies Inclinadas e Evapotranspiração Potencial Relativa na Região da Serra de Baturité - CE.** SUDENE, Recife, 1977.
- SARACHIK, E. S. Climate prediction and the ocean. **Oceanus**, **35** (2): 66-73, 1992.
- SAUCIER, W. J. **Princípios de Análise Meteorológica.** Ministério da Educação e Cultura. Ao Livro Técnico, Rio de Janeiro, 1969.
- SELLERS, W. D. **Physical Climatology.** University of Chicago, Chicago, 1965.
- SERRA, A. **Médias Mensais em Meteorologia.** CNPq/Departamento Nacional de Meteorologia, Rio de Janeiro, 1974.
- SERVAIN, J.; SEVA, M.; LUKAS, S.; ROUGIER, G. **Climatic Atlas of the Tropical Atlantic Wind Stress and Sea Surface Temperature: 1980 - 1984.** ORSTOM, 1986.
- SHUEPP, M.; BURNETT, F. W.; RAO, K. N.; ROUAUD, A. **Note on the Standardization of Pressure Reduction Methods in the International Network.** Organização Meteorológica Mundial, Genebra, 1964.
- SILVA, R. A. Probabilidades de Chuva no Estado do Ceará. **Bol. Téc. de Recursos Hídricos da UFC**, **4** (1985).
- SOKOLNIKOFF, I. S.; SOKOLNIKOFF, E., **Higher Mathematics for Engineers and Physicists.** McGraw-Hill, N. York, 1941.
- SPIEGEL, M. R. **Cálculo Avançado.** McGraw-Hill, São Paulo, 1974.
- SPIEGEL, M. R. **Estatística.** Ao Livro Técnico, Rio de Janeiro, 1967.
- SUOMI, V. E.; TANNER, C. B. Evaporation estimates from heat budget measurements over a field crop. **Transactions, American Geoph. Union**, **2**:298-304, 1968.
- SUTTON, O. G. **Micrometeorology.** McGraw-Hill, N. York, 1953.
- TANNER, C. B; PELTON, W. L. Potential evapotranspiration estimates by the approximate energy balance method of Penman. **Journal of Geophysical Research**, **65**:10, 3391-3413
- THOM, A. S. Momentum, Mass and Heat Exchange of Plant Communities in: **Vegetation and the Atmosphere (Vol. I - Principles).** Ed. by MONTHEITH, J. L. Academic, London, 1975.
- THON, H. S. C. A note on the gamma distribution. **Monthly Weather Review** **86** (4):117-121, 1951.
- THORNTHWAITE, C. W.; HARE, F. K. The loss of water to the air. **Meteorological Monographs** **6**:162-180. American Meteorological Society, Boston, 1965.
- THORNTHWAITE, C. W.; MATHER, J. C. Instructions and tables for computing potential evapotranspiration and water balance. Drexel Institute of Technology. **Publications in Climatology**, **X**:3. Centertan, 1957.
- TIJONOV, A. N.; SAMARSKY, A. A. **Equaciones de la Física Matematica.** Mir, Moscow, 1972.

- TOURINHO, P. A. M. **Tratado de Astronomia**. Gráfica Mundial, Curitiba, 1959.
- UVO, C. TR. B.; REPELLI, C. A.; ZEBIAK, S. E. e KUSHIR, Y. The influence of tropical Pacific and Atlantic SST on Northeast Brazil monthly precipitation. (Submetido ao) **J. of Climate**, 1994.
- VAREJÃO-SILVA, M. A. **Instrumentos Meteorológicos Convencionais para Estações de Superfície I**. UFPb/FUNAPE/Editora Universitária /CNPq, Campina Grande, 1982 (Coleção Politécnica, Série Didática, 1).
- VAREJÃO-SILVA, M. A. **Instrumentos Meteorológicos Convencionais para Estações de Superfície II**. UFPb-CNPq. Editora Universitária, Campina Grande 1982. (Coleção Politécnica, Série Didática, 3).
- VAREJÃO-SILVA, M. A. **Instrumentos Meteorológicos Utilizados em Estações de Superfície**. SUDENE, Recife, 1973.
- VAREJÃO-SILVA, M. A., BRAGA, C. C., AGUIAR, M. J. N., NIETZCHE M. H. ; SILVA, B. B. **Atlas Climatológico do Estado da Paraíba** UFPB/FINEP/BNB, Campina Grande, 1984.
- VAREJÃO-SILVA, M. A., **Noções de Meteorologia**. SUDENE, Recife, 1972.
- VAREJÃO-SILVA, M. A.; SÍROLA, R. **Instruções Operacionais do Sistema de Radiossondagem Väisälä-Metox**. SUDENE-GEMM, Recife, 1974.
- VAREJÃO-SILVA, M. A.; CEBALLOS, J. C. **Meteorologia Geral I**. UFPB - CNPq, Campina Grande, 1982.
- VAREJÃO-SILVA, M. A.; BARROS, A. H. C. Aptidão Climática **In** Zoneamento Agroecológico do Estado de Pernambuco. EMBRAPA Solos, UEP Recife; Governo do Estado de Pernambuco (Secretaria de Produção Rural e Reforma Agrária). Recife, 2001. (CD-ROM.- EMBRAPA Solos. Documentos; nº. 35).
- VIANELLO, R. L.; SANDANIELO, A. Ciclo diário do regime térmico do solo de Viçosa, sob três tipos de cobertura. **Anais do III Congresso Brasileiro de Meteorologia**. Soc. Bras. de Meteorologia, Rio de Janeiro, 1984.
- VILA, R. C. **Atlas de Meteorologia**. Jover, Barcelona, 1971.
- VILLA NOVA, N. A.; JÚNIOR, M. J. P.; PEREIRA, A. R.; OMETTO, J. C. Estimativa de graus-dia, acumulados acima de qualquer temperatura base, em função das temperaturas máxima e mínima. USP. **Cadernos de Ciências da Terra** 30, 1972.
- VOROTSON-VELIAMINOV, B. A. **Problemas y Ejercicios Practicos de Astronomia**. Mir, Moscow, 1979.
- WEISS, A. Algorithms for the calculation of moist air properties on a hand calculator. **Transactions of ASAE**, 1113-1136, 1977.
- WILHELM, L. R. Numerical calculation of psychrometric properties in SI units. **Transactions of the ASAE**, **19**(2): 318-321, 1976.
- WON, T. K. **The Simulation of Hourly Global Radiation from Hourly Reported Meteorological Parameters - Canadian Prairie Area**. University of Alberta, Edmonton.
- YAVORSKY, B.; DETLAF, A. **Handbook of Physics**. Mir, Moscow, 1979.

METEOROLOGIA E CLIMATOLOGIA

Mário Adelmo Varejão-Silva

Versão digital – Recife, 2005

ZEBIAK, S. E. & CANE, M. A. A model El Niño-Southern Oscillation. *Mon. Weather Review*, **115** (10): 2262-2278, 1987.

ZEMANSKY, M. W.; VAN NESS, H. C. *Termodinamica Tecnica Fundamental*. Aguilar, Madrid, 1972.