

Introdução à Meteorologia

Pedro M A Miranda, IDL, Faculdade de Ciências, Universidade de Lisboa

Contribuições: Paulo Pinto, Carla Barroso, Ilda Novo, Manuel João Lopes, Manuel Mendes, Nuno Moreira (Instituto Português do Mar e da Atmosfera)

Agradecimentos: Pedro Viterbo, Lourdes Bugalho, Margarida Belo Pereira, Mariana Bernardino, (Instituto Português do Mar e da Atmosfera).

Versão Dez 2017

Índice

1. Conceitos básicos.....	6
Introdução.....	6
Variáveis meteorológicas.....	6
Composição da atmosfera.....	7
Evolução da composição atmosférica e mudança climática.....	9
Estrutura vertical.....	10
Lei dos gases.....	12
Ar húmido.....	13
Equação de estado do ar húmido e temperatura virtual.....	15
Equilíbrio hidrostático.....	16
Redução da pressão e altimetria barométrica.....	17
Flutuação.....	18
Palavras chave.....	19
2. Transformações isobáricas do ar húmido.....	20
Sistema, variáveis de estado, processos e equilíbrio.....	20
Leis da Termodinâmica.....	21
Calor e temperatura.....	22
Transições de fase da água.....	24
Arrefecimento isobárico do ar húmido e ponto de orvalho.....	28
Ponto de geada.....	31
Funcionamento do psicrómetro.....	32
Mistura horizontal de massas de ar.....	34
Palavras chave.....	36
3. Processos adiabáticos do ar húmido.....	37
Expansão e compressão adiabática do ar seco.....	37
Temperatura potencial e entropia do ar seco.....	38
Variação da temperatura no processo adiabático seco.....	39
Tefigrama.....	40
Expansão adiabática.....	44
Condensação.....	47
Transformação adiabática de uma massa de ar.....	49

Mistura vertical de massas de ar	51
Palavras chave.....	53
4. Estratificação e movimento vertical	54
Instabilidade absoluta e condicional	54
Movimento vertical.....	60
Instabilidade latente	61
Energética: CAPE e CIN	63
Comentários adicionais sobre convecção profunda.....	64
Instabilidade potencial.....	66
Palavras chave.....	68
5. Radiação na atmosfera: conceitos básicos	69
Radiação eletromagnética	69
Emissão e absorção de radiação por corpos macroscópicos.....	70
Grandezas da radiação.....	73
Radiação solar	74
Equilíbrio radiativo planetário	76
Transferência de radiação através da atmosfera	78
Dispersão de radiação.....	79
Efeito de estufa.....	79
Palavras chave.....	82
6. O movimento atmosférico	83
Cinemática	83
Dinâmica	85
Pressão.....	86
Atrito	88
Forças de inércia	88
Equações do movimento	92
Advecção	94
7. Vento em regime estacionário.....	99
Coordenadas naturais.....	99
Vento geostrófico	100
Vento do gradiente	102
Vento ciclostrofico	107
Efeito do atrito.....	108

Vento estacionário com atrito e curvatura.....	110
8. Geometria do escoamento horizontal: vorticidade e divergência	113
Topografia da pressão.....	113
Linhas de corrente e trajetórias.....	116
Vorticidade.....	118
Divergência	120
Circulação secundária em depressões e anticiclones.....	121
Vorticidade absoluta.....	123
Conservação de momento angular e vorticidade potencial	125
9. A estrutura vertical do escoamento atmosférico	128
A pressão como coordenada vertical.....	128
Geometria do geopotencial em superfícies isobáricas.....	130
Vorticidade relativa geostrófica no sistema P	130
Velocidade vertical no sistema P	131
Vento térmico	132
Estrutura vertical de depressões e anticiclones	137
10. A circulação global	141
Convergência, divergência e movimento vertical.....	144
Energética da circulação global.....	144
Teoria de Kelvin da circulação	146
Aquecimento diferencial.....	150
Massas de ar	151
Frente polar.....	151
11. Sistemas de observação.....	154
Escala do movimento atmosférico	154
Meteorologia sinóptica	155
Sistemas de observação.....	156
Representatividade e qualidade das observações.....	159
Cartas meteorológicas	161
Observações por satélite	162
Rede de Radares	164
12. Sistemas meteorológicos nas latitudes médias	167
Meteorologia nas latitudes médias	167
Ciclones extratropicais.....	167

Perturbação frontais	169
Estrutura vertical de uma superfície frontal	171
Evolução do estado de tempo na passagem de uma perturbação frontal.....	173
Depressões em <i>cut-off</i>	175
Processos de mesoscala e convecção severa	176
Meteorologia na camada limite.....	182
Brisas	185
13. Meteorologia satélite.....	188
Introdução.....	188
Fundamentos Físicos.....	189
Ondas eletromagnéticas	189
Radiação solar	190
Radiação Terrestre.....	191
Interação da Radiação Eletromagnética com a Atmosfera.....	192
Canais espectrais	193
Aplicações dos canais do satélite MSG	196
Compósitos RGB.....	205
RGB Natural.....	206
RGB Micro-nevoeiro (noite).....	207
RGB Nuvens Alta Resolução.....	208
RGB poeiras.....	210
14. Meteorologia Radar	213
Introdução.....	213
Princípios básicos de funcionamento	214
Propagação das ondas radar	215
Equação radar. Relações Z-R. Unidades de refletividade	217
Breve introdução aos sistemas Doppler	221
Produtos radar	222
PPI (Plane Position Indicator, Indicador de Posição Plana)	222
CAPPI e PCAPPI (Constant Altitude Plane Position Indicator, Indicador de Posição Plana a altitude constante e PseudoCAPPI)	223
SRI (Surface Rainfall Intensity, Intensidade da precipitação)	225
RAIN1 (Precipitação horária acumulada).....	225
MAXZ (Máximos de refletividade)	225

Topo dos ecos	226
VIL (Vertically Integrated Liquid, Conteúdo em água líquida integrado na vertical)	226
VVP (Volume Velocity Processing, perfil vertical do vento)	226
15. Previsão numérica do tempo	228
História	228
Horizontes de previsão	231
Análise meteorológica	232
Equações primitivas	233
Integração do modelo	234
Parametrizações	235
Resolução	235
Modelos numéricos usados na previsão operacional	237
Incerteza e predictabilidade	239
CONSTANTES	243

1. Conceitos básicos

Grandezas meteorológicas e sistemas de unidades. Composição e estrutura vertical média da atmosfera. Equação de estado dos gases ideais. Ar seco e ar húmido. Temperatura virtual. Equilíbrio hidrostático. Pressão e altitude: redução da pressão e altimetria barométrica. Impulsão.

Introdução

Em sentido estrito, a Meteorologia ocupa-se do estudo das propriedades físicas da atmosfera, visando a compreensão dos processos que explicam a sua evolução, necessária para a previsão dos estados futuros. Nesse sentido o termo Meteorologia é essencialmente equivalente a Física da Atmosfera. Na prática, o objeto da Meteorologia é algo mais vasto, ocupando-se não só da atmosfera como da sua interação com os outros componentes do sistema climático (oceano, solo, coberto vegetal, etc). Pela mesma razão, os meteorologistas interessam-se não só pela Física do sistema climático mas também, crescentemente, por processos químicos, biológicos e geológicos que afetam esse sistema.

Todas as grandezas que caracterizam o sistema climático são, assim, do interesse direto da Meteorologia. Dada a natureza global e operacional dos sistemas de monitorização e previsão ambiental geridos pelos Institutos de Meteorologia, muitas das observações geofísicas são integradas nesses sistemas. No entanto, os meteorologistas focam a sua atenção num subconjunto das variáveis medidas, com maior impacto sobre as atividades humanas (e.g. temperatura, vento, precipitação, humidade atmosférica, agitação marítima) ou com maior poder explicativo sobre a evolução meteorológica (pressão, nebulosidade).

Como ramo da Física, a Meteorologia é uma ciência quantitativa, solidamente construída a partir de modelos físico-matemáticos que descrevem o comportamento do fluido atmosférico. A natureza não linear desses modelos implica, no entanto, a necessidade de recurso a aproximações, em particular a modelos numéricos discretos e a relações empíricas entre variáveis, fundadas em argumentos físicos e em dados observacionais. Um meteorologista deve ser capaz de compreender o fundamento dessas aproximações.

Variáveis meteorológicas

A observação meteorológica avalia um conjunto alargado de grandezas, caracterizando o estado físico e químico da atmosfera, do oceano e da superfície sólida do planeta. Muitas dessas variáveis têm dimensão física, sendo obrigatória a utilização de um sistema de unidades consistente para a sua medida: o Sistema Internacional de unidades. Outras são variáveis adimensionais, isto é, quantificadas por números “puros”, sem dimensão física.

A Tabela 1-1 lista algumas grandezas meteorológicas, indicando as unidades utilizadas na sua medição. Em vários casos, é comum recorrer-se unidades práticas, mais compreensíveis pelos utilizadores. Tal é o caso da pressão, cuja unidade SI (o pascal) corresponde a uma fração muito pequena da pressão atmosférica junto da superfície pelo que é convencionalmente substituída pelo hPa (hectopascal=100 Pa) de valor numérico idêntico ao da antiga unidade milibar (mb). No cálculo, no entanto, é (quase) sempre necessário fazer a conversão para SI. O caso da temperatura é um pouco mais subtil. Na linguagem comum estamos habituados a utilizar a escala Celsius (°C). A conversão entre a escala Kelvin

e a escala Celsius é aditiva, isto é, $0\text{ }^{\circ}\text{C}=273.15\text{ K}$. Assim, quando numa certa expressão utilizamos a temperatura ela deve ser dada em kelvin. No entanto, se essa expressão utilizar a diferença entre duas temperaturas (i.e. uma variação de temperatura) não há qualquer conversão a fazer: a diferença entre 0 e $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ é exatamente igual à diferença entre 273.15 K e 283.15K. Algumas unidades práticas podem dar origem a confusão. A unidade “mm” usada para precipitação é de facto um substituto para kg m^{-2} (a unidade dimensionalmente correta em SI), e também é por vezes substituída por litros m^{-2} quando aplicada a cálculos das necessidades de rega.

Tabela 1-1 – Algumas grandezas meteorológicas

Grandeza	Símbolo	Unidade SI	Unidade prática
Pressão	P	pascal, $1\text{ Pa} = 1\text{ Nm}^{-2}$	$1\text{ mb} = 1\text{ hPa} = 100\text{ Pa}$
Temperatura	T	kelvin, K	celsius, $^{\circ}\text{C}$
Precipitação	R	kg m^{-2}	$1\text{ “mm”} = 1\text{ kg m}^{-2}$
Humidade específica	q	adimensional	$1\text{ g kg}^{-1} = 10^{-3}$
Razão de mistura	r	adimensional	$1\text{ g kg}^{-1} = 10^{-3}$
Humidade relativa	RH	adimensional	$\% = 10^{-2}$
Tensão de vapor	e	pascal	
Massa volúmica	ρ	kg m^{-3}	
Vento	V	m s^{-1}	$1\text{ ms}^{-1} = 3.6\text{ km h}^{-1} = 1.94\text{ kt (nó)}$
Nebulosidade	N	adimensional	1/8 de céu

Composição da atmosfera

A Tabela 1-2 descreve as características fundamentais da composição da atmosfera junto da superfície. Nessa lista estão incluídos os componentes maioritários (azoto, oxigénio e árgon), o vapor de água e um subconjunto dos componentes minoritários que são particularmente relevantes. A concentração relativa dos constituintes está feita em relação ao ar seco, isto é, à atmosfera sem vapor de água. A importância especial da água no sistema climático é algo que tem que estar sempre presente na Meteorologia. Nesta tabela essa importância está associada à grande variabilidade da concentração de água, algo que não se observa nos outros constituintes representados.

A composição do ar é, naturalmente, muito mais complexa do que nos indica a Tabela 1-2. Inúmeros compostos, de origem natural ou humana, encontram-se na atmosfera. Alguns deles são muito relevantes dada a sua toxicidade, mas a sua contribuição para a massa da atmosfera é diminuta. Na tabela indicam-se alguns desses compostos muito pouco abundantes mas que são muito importantes para perceber a absorção de radiação pela atmosfera e o efeito de estufa.

Tabela 1-2 – Composição da atmosfera junto da superfície

Componente		Concentração Volúmica (%)	Partes por Milhão em vol. (ppmv)
Azoto	N2	78.08(1)	
Oxigénio	O2	20.95(1)	
Árgon	Ar	0.93(1)	
Néon	Ne	0.0018	
Hélio	He	0.0005	
Hidrogénio	H2	0.00006	
Xénon	Xe	0.000009	
Vapor de água	H2O	0. a 4	
Dióxido de carbono	CO2	0.036a	360
Metano	CH4	0.00017b,a	1.7
Óxido nitroso	N2O	0.00003b,a	0.3
Ozono	O3	0.000004b	0.04
Ozono (Estratosfera)		0.001b	10
Partículas		0.000001b	0.01
Clorofluorcarbonetos	CFCs	0.00000001b	0.00001

(1) % calculadas para o ar seco

(a) valor em 1990

(b) valor médio, a concentração varia de ponto para ponto

A Tabela 1-2 indica-nos que o ar é uma **mistura de gases** com uma pequena quantidade de materiais em suspensão. Estes materiais constituem o **aerossol atmosférico**, largamente constituído pelas gotículas de água e cristais de gelo incorporados nas nuvens, mas também por poeiras em suspensão (partículas).

A caracterização da composição atmosférica requer a avaliação da contribuição de cada composto constituinte para as propriedades da mistura. Na Tabela 1-2 essa contribuição é medida em termos da **concentração volúmica relativa** de cada composto (% em volume ou partes por milhão em volume, ppmv, no caso dos compostos menos abundantes). Em consequência da lei dos gases ideais, a concentração volúmica relativa é idêntica à **fração molar**, isto é, a atmosfera tem uma concentração volúmica de oxigénio (O2) de 20.95% pelo que em cada 100 moléculas de ar 20.95 serão, em média, de oxigénio. Existem formas alternativas de estimar a composição. Em vez da concentração volúmica (ou molar) podemos estar interessados na **concentração mássica** ou **específica**. Para converter frações molares em concentrações mássicas, precisamos de recorrer ao conceito de **massa molar**.

A **massa molar** de um composto é a massa de um mole desse composto, i.e. do **número de Avogadro** (6.022×10^{23}) de moléculas. Por definição a massa molar medida em gramas é numericamente igual à massa molecular medida em unidades de massa atómica, calculável a partir de uma tabela periódica.

Exercício 1-1. Determine a massa molar média do ar seco

1 mole de ar seco contém 78.08% de azoto, 20.95% de oxigénio, 0.93% de árgon, 0.036% de CO2. Considerando os três compostos maioritários obtemos 99.96% das moléculas, pelo que poderíamos desprezar os restantes constituintes. Se acrescentarmos o CO2 chegamos a 99.996%.

Sabendo que as massas molares dos constituintes são: 28.02 g/mol (N2), 31.999 g/mol (O2), 39.948 (Ar) e 44.010 (CO2), obtém-se para a massa molar média do ar seco.

$$\overline{M}_d = 0.7808 \times M_{N_2} + 0.2095 \times M_{O_2} + 0.0093 \times M_{Ar} + 0.00036 \times M_{CO_2} \approx 28.97 \text{ g mol}^{-1}$$

Nota: o subscrito *d* utiliza-se para identificar propriedades do ar seco (do inglês *dry air*).

Exercício 1-2. Calcule a concentração mássica do ar seco em azoto, oxigénio, árgon e dióxido de carbono.

A massa de 1 mole de ar seco foi calculada no Exercício 1-1. A concentração mássica obtém-se dividindo a massa da fração molar do constituinte respetivo pela massa de 1 mole. Tem-se

$$c_{N_2} = \frac{f_{N_2} \times M_{N_2}}{M_d} \approx 75.52\%, c_{O_2} \approx 23.14\%, c_{Ar} \approx 1.28\%, c_{CO_2} \approx 0.055\%$$

A composição atmosférica descrita na Tabela 1-2 refere-se ao ar junto da superfície. No entanto, devido à eficiência do processo de mistura vertical na atmosfera baixa e média, as concentrações mantêm-se constantes nos primeiros 80 a 100 km, definindo uma camada de composição relativa constante designada por **Homosfera**. Acima dessa altitude, na chamada **Heterosfera**, a composição varia gradualmente com o aparecimento de uma fração progressivamente mais abundante de Oxigénio atómico, composto que se torna dominante na alta atmosfera.

Um composto muito pouco abundante na atmosfera merece uma menção especial. Para além do O_2 e do O , o oxigénio existe na forma de **ozono**, O_3 . O ozono é um dos principais poluentes quando observado junto da superfície. No entanto, na atmosfera média, o ozono tem um papel fundamental ao absorver radiação ultravioleta (UV). Na zona de máxima concentração de ozono, a cerca de 30 km de altitude, a sua concentração não excede as 10 ppmv, mas isso é suficiente para absorver eficazmente a radiação UV nociva para os seres vivos, aquecendo localmente a atmosfera de forma muito significativa.

Evolução da composição atmosférica e mudança climática

No que se refere a alguns componentes minoritários, os dados apresentados na Tabela 1-2 estão datados, referindo-se a estimativas de 1990. A baixa concentração desses compostos e o facto de a sua presença na atmosfera ser favorecida pela atividade humana tem permitido um aumento progressivo da sua concentração. O caso mais paradigmático é o do dióxido de carbono (CO_2), emitido para a atmosfera em processos de combustão de materiais orgânicos. A Figura 1-1 mostra a evolução observada da concentração de CO_2 , no observatório de Mauna Loa no Hawaii, observando-se no período de cerca de 50 anos uma subida dessa concentração em cerca de 20% (de cerca de 315 ppmv em 1958, para 385 ppmv em 2009). Valores disponíveis noutros sistemas de observação indicam que a concentração de CO_2 subiu desde cerca de 280 ppmv no período pré-industrial para os atuais cerca de 386.8 ppmv (dados de 2010). Outros gases de estufa, como o metano, sofreram igualmente subidas de concentração atmosférica.

A concentração atmosférica dos gases de estufa, e também do aerossol atmosférico, é um elemento importante do equilíbrio climático da Terra, condicionando a evolução da temperatura média à superfície.

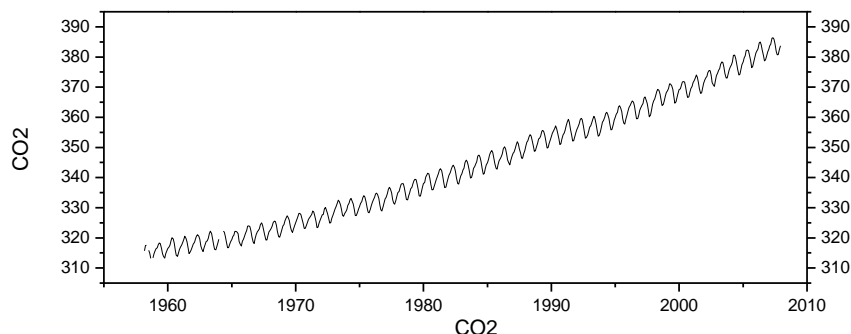


Figura 1-1 – Concentração de CO2 (ppm) em Mauna Loa, Hawaii. (dados NOAA)

Estrutura vertical

A Figura 1-2 descreve a estrutura vertical média da atmosfera nos primeiros 300 km acima da superfície. Trata-se de uma figura com muita informação devendo cada uma das linhas associadas a uma ou mais escalas no eixo dos xx. As curvas identificadas por p , N_2 , O_2 , O , He , referem-se, respectivamente, à pressão atmosférica e às pressões parciais dos 4 constituintes referidos (azoto, oxigénio molecular, oxigénio atómico, hélio) lidos na escala de pressão em mb (hPa). As mesmas curvas podem ler-se na escala de *Número de moléculas por m3*. Note-se que as duas escalas referidas são logarítmicas, aumentando de uma ordem de grandeza em cada intervalo.

Na Figura 1-2 encontram-se mais duas curvas. A curva \bar{M} representa a variação da massa molar média do ar (escala *Massa Molar*). A curva T , em duas versões na alta atmosfera, representa a temperatura (escala superior em kelvin).

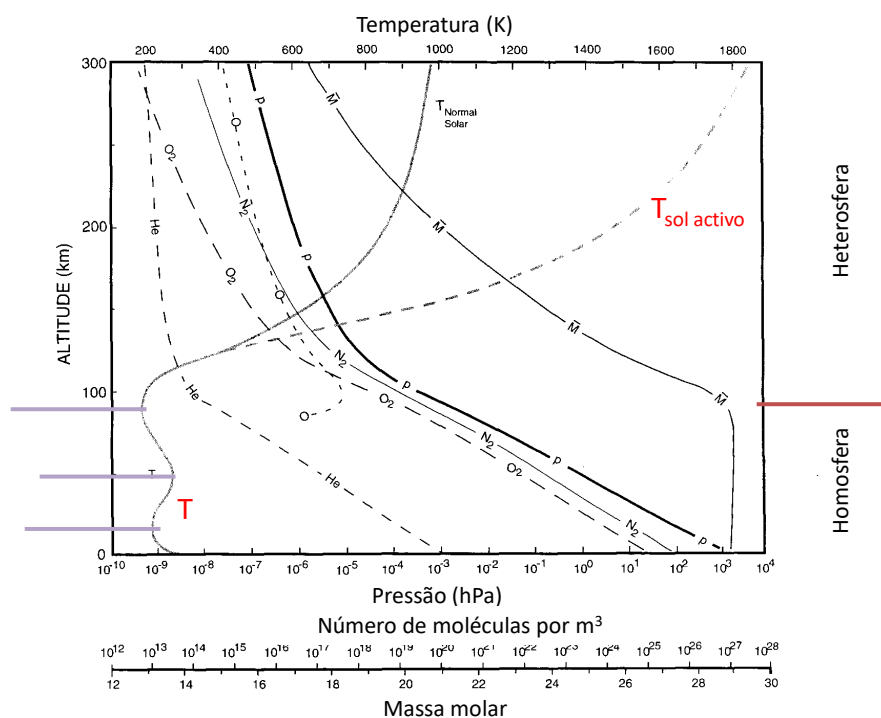


Figura 1-2 – Estrutura vertical da atmosfera. \bar{M} representa a massa molar média do ar. Adaptado de Salby (1996)

A curva da massa molar média \bar{M} indica que esta tem um valor constante (cerca de 30 g/mol) praticamente até aos 100 km de altitude, o que mostra que as concentrações relativas dos compostos maioritários são constantes nessa camada, a Homosfera. Acima dessa altitude observa-se uma diminuição progressiva de \bar{M} até atingir valores próximos de 16 g/mol aos 300 km, valor que corresponde à massa molar do oxigénio atómico O. Este composto é observado acima de cerca de 80 km de altitude, tornando-se mais abundante que o O₂ por volta dos 110 km, e mais abundante que o N₂ um pouco abaixo dos 200 km.

Na Homosfera, a pressão atmosférica, e as pressões parciais, decresce quase exponencialmente (o que corresponde a uma linha reta no gráfico semi-logarítmico). Na Heterosfera o decréscimo é mais complexo devido à alteração progressiva da composição, com aumento da fração de componentes leves (o oxigénio atómico é o gás mais leve que pode ser retido pela gravidade da Terra).

A temperatura varia de forma mais complexa que a pressão. Junto da superfície observa-se um decréscimo da temperatura com a altitude, na camada entre cerca de 10 e 50 km de altitude o gradiente inverte-se observando-se uma subida de temperatura, entre os 50 e os 90 km há um novo decréscimo de temperatura com a altitude, acima dessa altitude a temperatura cresce rapidamente. Na alta atmosfera, acima dos 120 km, aproximadamente, a temperatura depende da atividade solar, sendo muito mais elevada quando o Sol se encontra mais ativo, i.e. em período de máximo do número de manchas solares. A Figura 1-3 mostra com mais detalhe a estrutura vertical da temperatura abaixo dos 120 km.

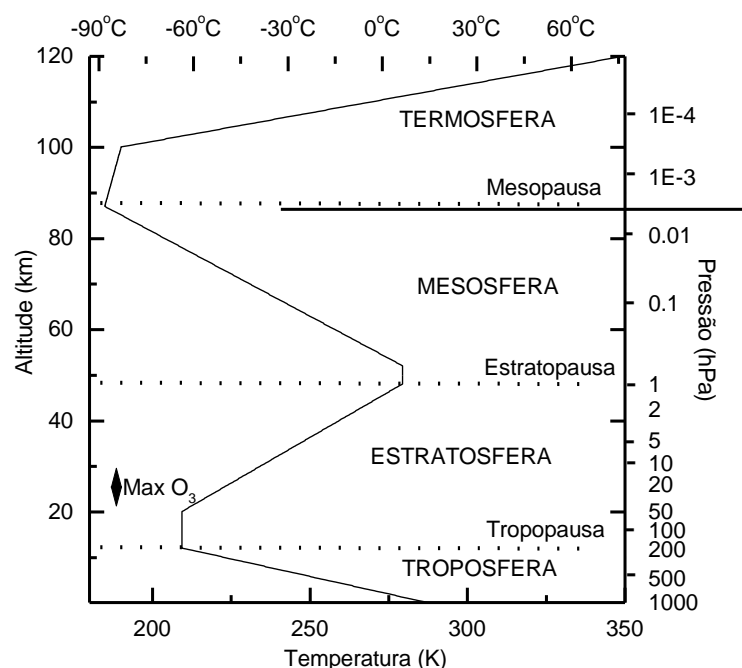


Figura 1-3 – Estrutura térmica da atmosfera abaixo dos 120 km.

O perfil médio da temperatura representado na Figura 1-3 é a base da classificação padrão da atmosfera em camadas. A zona de decréscimo da temperatura junto da superfície é designada por **Troposfera**, estendendo-se até cerca de 12 km, onde se encontra a **Tropopausa**. Acima da Tropopausa a temperatura cresce com a altitude, na **Estratosfera**, limitada superiormente pela **Estratopausa**, situada a cerca de 50 km de altitude. Acima da Estratopausa estende-se a **Mesosfera**, onde a

temperatura decresce com a altitude, até à **Mesopausa**, a cerca de 90 km. Acima deste nível a temperatura cresce rapidamente na **Termosfera**. As temperaturas e altitudes indicadas na Figura 1-3 são valores médios globais. A estrutura vertical depende da latitude e pode sofrer alterações locais com o estado do tempo, especialmente no que refere à Troposfera. Em particular nas regiões polares, observa-se uma tropopausa mais baixa, enquanto na zona intertropical a tropopausa pode atingir os 18 km.

A estrutura vertical da atmosfera apresentada na Figura 1-3 é caracterizada pela presença de 3 máximos locais da temperatura, na superfície, na estratopausa e no topo do domínio. Cada um destes máximos está associado a um processo de absorção de radiação: a absorção superficial de radiação visível e infravermelha; a absorção de radiação UV pelo ozono estratosférico, a absorção de radiação de muito pequeno comprimento de onda (UV longínquo, X e γ) no processo de fotodissociação do O₂ e de fotoionização, na Termosfera.

Lei dos gases

Num gás existe uma relação que tem que ser mantida entre a pressão, a temperatura e a massa volúmica. Tal relação é designada por **equação de estado**, sendo estritamente válida para gases designados por **ideais**. Os gases reais respeitam a equação de estado dos gases ideais, desde que se encontrem longe do ponto de saturação, como é o caso do ar seco na atmosfera da Terra. A **equação de estado dos gases ideais** pode ser escrita de muitas maneiras. A forma padrão relaciona a pressão (p), o volume (V), o número de moles (n) e a temperatura (T):

$$pV = nRT \quad (1-1)$$

onde R é a constante dos gases ideais. A equação (1-1) é válida para qualquer gás (ideal) e também, sem modificação, para uma mistura de gases ideais, como é o caso do ar seco. Neste último caso o número de moles será dado por $n = N/N_A$, onde N é o número total de moléculas (de todos os compostos presentes) e N_A é o **número de Avogadro**.

Em muitos casos a expressão (1-1) não é conveniente, pois existe vantagem em contabilizar a quantidade de gás em massa (kg) e não em moles. No caso de um gás puro, a passagem é imediata, bastando dividir e multiplicar o segundo membro de (1-1) pela massa molar desse gás. Assim, no caso do azoto tem-se:

$$pV = n \frac{M_{N_2}}{M_{N_2}} RT = m \frac{R}{M_{N_2}} T = mR_{N_2} T \quad (1-2)$$

em que R_{N_2} é a constante dos gases ideais para o azoto e m é a massa de azoto. No caso de uma mistura de gases ideais, podem aplicar-se equações semelhantes a (1-2) a cada constituinte da mistura, definindo para cada um deles uma **pressão parcial**. De acordo com a **Lei de Dalton**, a soma das pressões parciais de todos os constituintes é igual à pressão.

No caso do ar seco, podemos fazer uma transformação idêntica à usada em (1-2) recorrendo à massa molar média da mistura (Exercício 1-1):

$$pV = mR_dT \quad (1-3)$$

em que $R_d = R/M_d$ é a constante dos gases ideais para o ar seco. A partir da equação (1-3) pode ainda escrever-se:

$$p = R_d\rho T \quad (1-4)$$

em que $\rho = m/V$ é a **massa volúmica**, frequentemente referida como **densidade**.

Exercício 1-3. Determine a densidade do ar: (1) junto à superfície, à pressão de 1 atmosfera e à temperatura de 15°C e (2) no topo da Serra da Estrela, à pressão de 830 hPa e a temperatura de 0°C.

$$\rho = \frac{p}{R_d T} \Rightarrow \begin{cases} \rho_1 = \frac{1.01325 \times 10^5}{287 \times 288.15} \approx 1.225 \text{ kg m}^{-3} \\ \rho_2 = \frac{830 \times 10^2}{287 \times 273.15} \approx 1.06 \text{ kg m}^{-3} \end{cases}$$

Nota: foi necessário converter os dados para unidades SI (temperatura em kelvin, pressão em pascal).

A densidade do ar calculada com a equação (1-4) refere-se ao ar seco, não incorporando o efeito da humidade.

Ar húmido

A presença de um amplo reservatório de água líquida à superfície, nomeadamente do oceano ocupando cerca de 70% da área do planeta, mas também de água no solo e na rede hidrográfica, implica que o ar contém sempre uma certa quantidade de vapor de água e, ocasionalmente, também gotículas e cristais em suspensão. A quantidade de vapor de água que pode existir no ar depende da sua temperatura, assunto que será discutido mais tarde neste curso. A presença de vapor de água no ar influencia as suas propriedades de forma significativa, e por vezes de forma drástica. Se toda a água presente no ar se encontrar na fase gasosa (vapor) o seu impacto nas propriedades do ar, nomeadamente na densidade e nos coeficientes termodinâmicos, como os calores específicos, é proporcional à concentração mássica de vapor. Como esta é sempre pequena, da ordem de 1%, por vezes (mas nem sempre) a presença do vapor pode ser desprezada. Se, pelo contrário, ocorrer transição de fase da água, com condensação ou evaporação de gotículas, sua congelação, sublimação de cristais ou sua fusão, o efeito da água pode alterar qualitativamente o estado do ar.

Nesta secção vai considerar-se unicamente o **ar húmido monofásico**, isto é a mistura de ar seco com vapor, na ausência de condensados. Nestas condições, o ar húmido pode ser considerado uma mistura de gases ideais, tal como o ar seco, com a diferença (muito importante) de que se trata de uma **mistura com proporções variáveis**, visto que a concentração de humidade não é constante mesmo junto da superfície, e muito menos na Homosfera.

Para estabelecer a equação de estado do precisamos de começar por definir como medir a concentração de vapor. Por analogia com os dados da Tabela 1-2, podemos definir a concentração de vapor de água em termos da sua concentração volúmica (% em volume) que é idêntica à fracção molar (% do número de moléculas na mistura).

Exercício 1-4. Determine a massa molar média do ar húmido com 1% em volume de vapor de água

Utiliza-se o valor calculado no Exercício 1-1 para a massa molar do ar seco. Assim designando por f_v a fracção molar de valor:

$$\bar{M}_{ah,1\%} = f_v M_{H_2O} + (1 - f_v) \bar{M}_d \approx 0.01 \times 18 + 0.99 \times 28.97 \approx 28.86 \text{ g mol}^{-1}$$

A concentração de vapor de água pode medir-se utilizando outras variáveis, para além da fracção molar. Quando se considera a contribuição do vapor para a massa de ar húmido, pode escrever-se:

$$m = m_d + m_v \quad (1-5)$$

onde m_d e m_v representam, respectivamente, a massa de ar seco e de vapor de água. A concentração mássica de vapor no ar húmido é dada pela **humidade específica**:

$$q = \frac{m_v}{m_d + m_v} \quad (1-6)$$

ou, alternativamente, pela **razão de mistura** do vapor:

$$r = \frac{m_v}{m_d} \quad (1-7)$$

É fácil verificar que, sendo $r \ll 1$, se tem:

$$q = \frac{m_v}{m_d + m_v} = \frac{\frac{m_v}{m_d}}{1 + \frac{m_v}{m_d}} = \frac{r}{1 + r} \approx r \quad (1-8)$$

Pode também quantificar-se a quantidade de vapor presente no ar recorrendo à pressão parcial do vapor, geralmente designada por **tensão de vapor**. A Lei de Dalton das pressões parciais pode escrever-se:

$$p = p_d + e \quad (1-9)$$

em que p é a pressão, e p_d e e são, respectivamente, as pressões parciais do ar seco e do vapor. Escrevendo as equações de estado para o ar seco e o vapor, pode estabelecer-se uma relação muito útil entre a tensão de vapor e a razão de mistura:

$$\begin{cases} p_d V = n_d RT \\ e V = n_v RT \end{cases} \Rightarrow \frac{e}{p_d} = \frac{n_v}{n_d} = \frac{m_v / M_{H_2O}}{m_d / \bar{M}_d} = \frac{r}{\varepsilon} \Rightarrow r = \frac{\varepsilon e}{p_d} = \frac{\varepsilon e}{p - e} \approx \frac{\varepsilon e}{p} \quad (1-10)$$

onde n_d e n_v representam, respectivamente, o número de moles do ar seco e do vapor, e ε é uma constante (é a razão entre a massa molar da água e a massa molar do ar seco, ou seja é a densidade do vapor relativa ao ar seco, $\varepsilon = M_{H_2O} / \bar{M}_d \approx 0.622$).

Exercício 1-5. Calcule a tensão de vapor do ar húmido com uma fracção molar de vapor de 1%, numa atmosfera com a pressão de 1000 hPa.

Primeiro procede-se ao cálculo da razão de mistura. Por definição:

$$f_v = \frac{n_v}{n_v+n_d} = \frac{n_v M_{H_2O} \bar{M}_d}{(n_v+n_d) M_{H_2O} \bar{M}_d} = \frac{m_v \bar{M}_d}{m_v \bar{M}_d + m_d M_{H_2O}} = \frac{m_v}{m_v + m_d \varepsilon} = \frac{r}{r + \varepsilon}$$

Logo:

$$r = \frac{f \varepsilon}{1-f} (\approx f \varepsilon) \approx \frac{0.01 \times 0.622}{0.99} \approx 6.3 \times 10^{-3} = 6.3 \text{ g kg}^{-1}$$

Assim: $e \approx \frac{pr}{\varepsilon} \approx 1010 \text{ Pa} = 10.1 \text{ hPa}$.

A fracção molar, a humidade específica, a razão de mistura e a tensão de vapor são variáveis com informação equivalente sobre a humidade do ar. Existem outras variáveis igualmente utilizadas para esse efeito, nomeadamente a **humidade relativa** e diversas temperaturas, a discutir mais tarde no contexto dos processos de transição de fase da água.

Equação de estado do ar húmido e temperatura virtual

Na forma molar, a equação de estado do ar húmido é absolutamente idêntica à de qualquer gás ou mistura de gases. Na forma mássica, mais relevante para a maior parte das aplicações, pode utilizar-se o mesmo procedimento que foi usado no estabelecimento da equação (1-3), lembrando no entanto que a concentração de vapor é variável. Assim:

$$\begin{aligned} pV = nRT &= n \frac{f_v M_{H_2O} + (1-f_v) \bar{M}_d}{f_v M_{H_2O} + (1-f_v) \bar{M}_d} RT = m \frac{RT}{f_v M_{H_2O} + (1-f_v) \bar{M}_d} \\ &= m \frac{R}{M_d} \frac{1}{f_v \frac{M_{H_2O}}{\bar{M}_d} + (1-f_v)} T = m R_d \frac{1}{f_v \frac{M_{H_2O}}{\bar{M}_d} + (1-f_v)} T \end{aligned}$$

$$pV = m R_d T_v \tag{1-11}$$

A equação (1-11) é a **equação de estado dos gases ideais para o ar húmido**. Nessa expressão está definida a **temperatura virtual**. Pode demonstrar-se que:

$$T_v = \frac{1}{f_v \frac{M_{H_2O}}{\bar{M}_d} + (1-f_v)} T \approx T(1 + 0.61r) \tag{1-12}$$

Qualitativamente, a temperatura virtual pode ser definida como: a temperatura a que seria necessário colocar uma partícula de ar seco a uma dada pressão, para ter a mesma densidade que uma partícula de ar húmido (com razão de mistura r e temperatura T).

Exercício 1-6. Calcule a temperatura virtual do ar à temperatura de 10°C com uma razão de mistura de 6 g kg⁻¹.

$$T_v \approx T(1 + 0.61r) = 283.15(1 + 0.61 \times 6 \times 10^{-3}) \approx 284.19 \text{ K}$$

Equilíbrio hidrostático

A variação vertical da pressão num fluido depende da sua densidade. No caso de um fluido em repouso, é válida a **Lei de Pascal (ou Lei fundamental da hidrostática)**: *num fluido em repouso num campo gravítico, a diferença de pressão entre dois níveis é igual ao peso por unidade de área de uma coluna de fluido entre esses dois níveis*. Resulta da lei de Pascal que, num fluido em repouso, a pressão é constante em cada superfície de nível.

A atmosfera não está em repouso e a pressão varia de ponto para ponto ao longo de uma superfície de nível. Essa variação é extremamente importante, pois ela está relacionada com o vento. No entanto, pelo menos para uma análise de larga escala, a lei de Pascal é aplicável, existindo muito aproximadamente equilíbrio hidrostático.

Exercício 1-7. Admitindo que a pressão média ao nível do mar vale 1 atmosfera (1013.25 hPa), estime a massa total da atmosfera. Compare com a massa planetária.

Hipóteses: vamos admitir que a aceleração da gravidade g é constante. De acordo com a lei de Pascal, o peso total da atmosfera, por unidade de área, deverá ser igual à pressão à superfície (menos a pressão no topo que é zero por definição). Assim:

$$p_{sup} = \frac{M_{atm}g}{area} \Rightarrow M_{atm} = \frac{p_{sup}}{g} 4\pi R_T^2 \approx 5.3 \times 10^{18} \text{ kg}$$

O valor obtido é cerca de 1/1 000 000 da massa do planeta.

Considerando dois níveis separados na vertical pela distância Δz , a diferença de pressão entre eles pode escrever-se:

$$\Delta p = \rho g \Delta z \quad (1-13)$$

onde ρ representa a densidade média do fluido entre os dois níveis referidos. $\rho \Delta z$ é a massa por unidade de área da coluna de fluido. Fazendo tender para 0 a distância entre os dois níveis, e notando que a altitude cresce de baixo para cima, enquanto a pressão cresce em sentido inverso, pode escrever-se a lei de Pascal na forma diferencial:

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad (1-14)$$

A equação (1-14) é a base da **redução da pressão**, diariamente utilizada para calcular a pressão ao nível médio do mar, a partir da pressão observada em cada estação meteorológica.

Redução da pressão e altimetria barométrica

A equação (1-14) pode ser integrada, dando origem a uma relação entre p e z . Para isso seria necessário conhecer a variação vertical da densidade. A informação que dispomos sobre a atmosfera, indicada nomeadamente na Figura 1-3, refere-se não à densidade mas à temperatura e mostra que esta varia de forma razoavelmente simples. Na troposfera, a variação é essencialmente linear. Recorrendo à equação de estado (1-4), podemos escrever em vez de (1-14):

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{p}{R_d T} g \quad (1-15)$$

Se a temperatura for constante (atmosfera isotérmica), obtém-se:

$$\frac{dp}{p} = -\frac{g}{R_d T} dz \quad (1-16)$$

integrando a partir da superfície onde $p = p_0$ e $z = z_0$, obtém-se:

$$\int_{p_0}^p \frac{dp}{p} = -\int_{z_0}^z \frac{g}{R_d T} dz \Rightarrow \ln\left(\frac{p}{p_0}\right) = -\frac{g}{R_d T} (z - z_0) \Rightarrow p = p_0 e^{-\frac{g(z-z_0)}{R_d T}} \quad (1-17)$$

No caso (real) de a atmosfera não ser isotérmica, a equação anterior pode ser utilizada para uma camada não muito espessa, substituindo a temperatura pela temperatura média nessa camada. Salienta-se, no entanto, que não se incluiu ainda o efeito da humidade.

Para estimar a temperatura média numa camada, utiliza-se, na ausência de observação direta, as características da **troposfera padrão**, representada na Figura 1-3, e caracterizada por um **gradiente vertical de temperatura** de $-6.5 \text{ }^\circ\text{C km}^{-1}$ (-0.0065 K m^{-1}).

Exercício 1-8. Na estação do Instituto Geofísico (IDL) mediu-se uma pressão de 1010.2 hPa e uma temperatura de 18°C. Estime a pressão ao nível médio do mar. A altitude da estação (altitude do nível da tina do barómetro de mercúrio) é de 77 m. Despreze o efeito da humidade.

Vamos fazer $z = 77 \text{ m}$, $z_0 = 0$, $p = 1010.2 \text{ hPa}$. Estimamos a temperatura média na camada $[0,77\text{m}]$ como $\bar{T} = 291.15 + \frac{77}{2} \left(\frac{6.5}{1000}\right) \approx 291.4\text{K}$ (Notar conversão para kelvin, e a utilização do gradiente de temperatura da atmosfera padrão para estimar a temperatura média). Substituindo: $p_0 = p e^{\frac{gz}{R_d \bar{T}}} \approx 1019.4 \text{ hPa}$.

Exercício 1-9. Um piloto conhece a pressão ao nível do avião, dada por 820.5 hPa com uma temperatura exterior de 0°C, e recebe do meteorologista do aeródromo para onde se dirige informação de ao nível da pista a pressão vale 950.2 hPa e a temperatura vale 8°C. Estime o desnível entre o avião e a pista. Despreze o efeito da humidade.

Vamos fazer $z_0 = 0$, $p = 820.5 \text{ hPa}$, $p_0 = 950.2 \text{ hPa}$. Estimamos a temperatura média na camada $[0,77\text{m}]$ como $\bar{T} = \frac{1}{2} (273.15 + 281.15) \approx 277.15\text{K}$. Substituindo:

$$\Delta z = \frac{R_d \bar{T}}{g} \ln \left(\frac{950.2}{820.5} \right) \approx 1190m.$$

A expressão (1-17) pode aplicar-se a uma camada cuja temperatura média seja conhecida. Por outro lado, é fácil incorporar nessa expressão o efeito da humidade atmosférica, utilizando a equação de estado do ar húmido (1-11). Obtém-se assim a fórmula hipsométrica:

$$(z - z_0) = \frac{R_d \bar{T}_v}{g} \ln \left(\frac{p_0}{p} \right) \quad (1-18)$$

que constitui a equação fundamental da altimetria barométrica.

Flutuação

A condição de equilíbrio hidrostático (1-14) implica que a pressão atmosférica cresce continuamente de cima para baixo. A pressão é uma forma por unidade de área. Se considerarmos um elemento de volume de ar, com um dado peso, ele vai estar sujeito a uma distribuição de pressão semelhante à representada na Figura 1-4, com menor pressão na superfície superior e maior pressão na inferior.

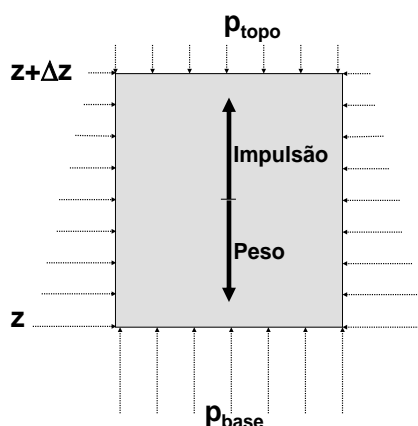


Figura 1-4 – Equilíbrio hidrostático.

Se calcularmos a força resultante do efeito combinado da pressão em toda a superfície do elemento de volume, obtemos a **força de impulsão**. A força de impulsão é dada pela **lei de Arquimedes**, consequência da lei de Pascal: um corpo imerso num fluido recebe da parte deste uma força de impulsão no sentido oposto ao da força gravítica, e de intensidade igual ao peso do fluido deslocado. No caso da Figura 1-4 considera-se a situação na qual o “corpo imerso” é um elemento de volume do próprio fluido, com a mesma densidade do fluido envolvente, implicando que o seu peso é exactamente igual (em módulo) à impulsão. Se essa igualdade não se verificar, existirá uma força resultante (**a força de flutuação**) e, portanto, uma aceleração.

Exercício 1-10. No momento do lançamento, um balão meteorológico é constituído por um invólucro de borracha com a massa de 100 g, cheio com 200 dm³ de Hélio, à pressão de 1 atm e à temperatura de 15°C. Calcule a sua aceleração, admitindo que a pressão no interior do

balão iguala a pressão atmosférica. Despreze o efeito da humidade atmosférica na densidade do ar.

Vamos designar por F a força de flutuação, positiva no caso ascendente, P representa o peso e I a impulsão. Pela Lei de Arquimedes pode escrever-se:

$$F = I - P = \rho_{ar}Vg - \rho_{He}Vg - m_{inv}g = [(\rho_{ar} - \rho_{He})V - m_{inv}]g$$

Para o ar e para o hélio, utiliza-se a equação de estado na forma mássica (1-11), para calcular a densidade, à pressão de 1 atm (1013.25 hPa) e à temperatura de 15°C (288.15 K):

$$\rho_{ar} = \frac{p}{R_d T} \approx 1.2253 \text{ kg m}^{-3}, \rho_{He} = \frac{p}{R_{He} T} = \frac{p}{\frac{R}{M_{He}} T} \approx 0.1692 \text{ kg m}^{-3}$$

Logo a flutuação vale:

$$F = [(1.2253 - 0.1692) \times 0.2 - 0.1] \times g \approx 1.0907 \text{ N}$$

A aceleração, ascendente, obtém-se pela 2ª Lei de Newton ($\vec{F} = m\vec{a}$):

$$a = \frac{F}{m} = \frac{F}{\rho_{He}V + m_{inv}} \approx 8.15 \text{ ms}^{-2}$$

Palavras chave

atividade solar
altimetria barométrica
ar húmido
ar seco
celsius
CFCs
componentes maioritários
concentração mássica
concentração volúmica
densidade
equação de estado
equilíbrio hidrostático
Estratopausa
Estratosfera
força de flutuação
força de impulsão
fórmula hipsométrica
fração molar

gases ideais gradiente vertical de temperatura
Heterosfera
Homosfera
humidade específica
kelvin
lei de Arquimedes
lei de Dalton
lei de Pascal
lei fundamental da hidrostática
massa molar
massa volúmica
Mesopausa
Mesosfera
milibar
mistura com proporções variáveis
mistura de gases
número de Avogadro

ozono
ozono estratosférico
pascal precipitação
pressão
pressão parcial
razão de mistura
redução da pressão
Sistema Internacional
temperatura
temperatura virtual
tensão de vapor
Termosfera
Tropopausa
Troposfera
troposfera padrão
variáveis adimensionais

2. Transformações isobáricas do ar húmido

Variáveis de estado e processos termodinâmicos. Leis da termodinâmica. Calor e temperatura. Calores específicos. Transições de fase da água. Diagrama de fases. Arrefecimento isobárico. Psicrómetro. Mistura horizontal de massas de ar.

Sistema, variáveis de estado, processos e equilíbrio

A Termodinâmica é a disciplina da Física desenvolvida para descrever o comportamento de sistemas com um elevado número de partículas constituintes. Os fluidos, e em particular os gases, constituem o objeto por excelência da Termodinâmica. A Termodinâmica descreve esses sistemas recorrendo a variáveis macroscópicas, como a temperatura, a pressão ou a energia, associadas ao comportamento médio de grandes populações de moléculas.

O número de variáveis necessário para descrever completamente um sistema termodinâmico depende da sua complexidade. O sistema mais simples possível, de que é exemplo uma amostra de um gás puro, é completamente caracterizado por duas variáveis independentes, por exemplo a pressão e a temperatura, querendo isso dizer que todas as suas outras propriedades termodinâmicas podem ser calculadas a partir das duas conhecidas, e da sua massa. O ar seco não é um gás puro, mas, tratando-se de uma mistura em proporções constantes, comporta-se como um gás puro com propriedades termodinâmicas dadas pela média pesada das propriedades dos gases constituintes.

A descrição de um sistema microscopicamente tão complexo como uma amostra de gás com base num número tão pequeno de variáveis independentes (duas!) requer hipóteses simplificadoras. Em primeiro lugar, a descrição obtida refere-se só a propriedades macroscópicas (**variáveis de estado**). Em segundo lugar, admite-se que o sistema descrito (**sistema termodinâmico**) se encontra num **estado de equilíbrio**, o que significa que se for abandonado a si próprio durante um período prolongado de tempo as suas variáveis de estado se manterão constantes. Os conceitos de sistema termodinâmico, variáveis de estado e de equilíbrio termodinâmico, implícitos no texto anterior, são essenciais e devem ser explorados em textos de referência.

Apesar de a descrição termodinâmica pressupor a existência de equilíbrio, os cálculos mais interessantes que se fazem com a termodinâmica referem-se a sistemas que estão em evolução, isto é cujo estado evolui, descrevendo um **processo termodinâmico**. Admitimos que tal processo é realizado muito lentamente, sendo constituído por uma sucessão contínua de estados de equilíbrio. Como o sistema termodinâmico não trivial mais simples possível, caso de um gás, é descrito por duas variáveis independentes, isso quer dizer que entre dois estados existe uma infinidade de processos diferentes (Figura 2-1).

A escolha entre os diferentes processos que podem ser seguidos é realizada por intermédio de constrangimentos impostos ao sistema. Tais constrangimentos condicionam as variações de certas variáveis, ao limitar as formas de interação entre o sistema em evolução e outros sistemas com os quais

ele interage. Como a interação entre um sistema e o exterior é feita na sua fronteira, os constrangimentos podem ser definidos como propriedades dessa fronteira, geralmente designada por **parede**. Assim, por exemplo: uma parede rígida obriga o sistema a evoluir sem alteração do volume (processo isocórico); um sistema com uma parede condutora de calor imerso num banho a temperatura constante segue um processo isotérmico; um sistema com uma parede não condutora de calor segue um processo adiabático, etc (cf. Tabela 2-1).

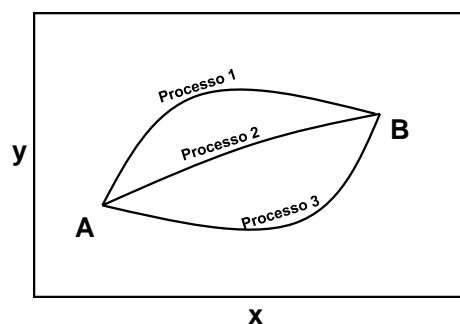


Figura 2-1 – Processos termodinâmicos entre 2 estados (A e B). x e y são as variáveis de estado.

Tabela 2-1 – Alguns processos termodinâmicos

Processo		Parede	Obs
Isotérmico	T=const	Diatérmica	Em contacto com reservatório de calor
Isocórico	V=const	Rígida	
Isobárico	P=const	Móvel	Em contacto com reservatório de volume
Adiabático	Calor=0	Não condutora de calor	
Isolado	U=const	Rígida, Não condutora de calor	

Leis da Termodinâmica

A termodinâmica pode ser estabelecida a partir de um conjunto de leis, geralmente designadas por “lei zero”, “primeira lei” e “segunda lei”. Cada uma dessas leis define uma propriedade termodinâmica e impõe certas restrições ao seu comportamento. Assim, a **Lei Zero** estabelece que cada sistema termodinâmico é caracterizado por uma variável de estado designada por **temperatura**; dois sistemas a temperaturas diferentes em contacto **diatérmico** (isto é separados por uma parede condutora de calor) trocam calor até atingirem uma temperatura comum.

A **Primeira Lei da Termodinâmica** é uma versão da lei geral de **conservação de energia** e pode escrever-se no seguinte modo: “Um sistema termodinâmico é caracterizado por uma variável de estado designada por **energia interna**; num sistema **isolado** a energia interna é constante; em geral, as variações da energia interna são a soma dos fluxos de **calor** e **trabalho** recebidos pelo sistema.” Esta definição pressupõe que conhecemos intuitivamente o significado de calor e trabalho, esclarecendo que se trata das duas formas possíveis de transferir energia interna entre sistemas. Matematicamente, a 1ª lei pode escrever-se:

$$dU = \delta Q + \delta W \quad (2-1)$$

onde U representa a energia interna, dU a sua variação, δQ o calor e δW o trabalho transferidos nesse processo. Calor e trabalho **não** são variáveis de estado, daí a utilização do símbolo δ para simbolizar uma quantidade infinitesimal de calor ou trabalho, em vez do símbolo d utilizado para simbolizar a variação infinitesimal de uma propriedade de estado.

A 1ª lei estende a aplicação da lei da conservação da energia a sistemas em que existe dissipação. Para tal precisa de introduzir o conceito de energia interna, associada ao movimento e às interações ao nível molecular. Por definição, o conceito de energia interna não inclui a energia que resulta da interação de um sistema com o exterior. Assim, a energia interna de uma partícula de ar não contabiliza a sua energia potencial gravítica nem a sua energia cinética associada ao movimento como um todo dessa partícula (i.e. ao vento). A energia interna inclui sempre uma componente cinética, associada ao movimento molecular e dependente da temperatura do sistema, e pode incluir uma componente potencial, associada às forças de ligação intermoleculares. No caso de um gás ideal, essas forças não existem e a energia interna é puramente cinética. Assim, no caso de um gás ideal a energia interna depende unicamente da temperatura e pode escrever-se:

$$dU = mc_v dT \quad (2-2)$$

onde c_v é o calor específico a volume constante do gás.

A **Segunda Lei da Termodinâmica** é de interpretação mais difícil, apesar do enunciado muito simples: “Um sistema termodinâmico é caracterizado por uma variável de estado designada por **entropia**; num sistema isolado, a entropia não pode diminuir”. Uma interpretação completa da segunda lei e uma discussão do significado da entropia estão para além dos objetivos introdutórios do presente curso. Para fins práticos, basta-nos aceitar que existe um procedimento para calcular a variação de entropia entre dois estados, recorrendo a variáveis conhecidas. De facto, pode mostrar-se que no caso dos processos reversíveis, processos muito lentos nos quais a entropia total dos sistemas envolvidos se mantém constante, a variação da entropia está relacionada com o fluxo de calor:

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \quad (2-3)$$

A expressão (2-3) permite calcular a variação de entropia entre dois estados A e B, pois existe sempre um processo reversível que faz uma das transformações ($A \rightarrow B$ ou $B \rightarrow A$).

Calor e temperatura

Calor e temperatura são dois conceitos que, infelizmente, se confundem frequentemente na linguagem comum. Trata-se, no entanto, de conceitos qualitativamente diferentes. Calor é uma forma de **transferência** de energia, tem unidades de energia (joule) e **não é uma variável de estado**: não tem

sentido dizer quanto calor existe num sistema, mas tem sentido calcular quanto calor foi transferido num dado processo. Temperatura, por sua vez, é uma variável de estado: cada sistema termodinâmico em equilíbrio tem uma temperatura. No sistema SI, a temperatura é medida em kelvin.

Quando um sistema recebe ou cede calor, num dado processo, observa-se, em geral, uma variação da sua temperatura. No caso de sistemas incompressíveis, por exemplo a água líquida, verifica-se em boa aproximação uma relação de proporcionalidade entre aquelas duas quantidades (calor transferido e variação de temperatura), o que permite definir uma importante propriedade física do sistema, o **calor específico**, c , dado por:

$$\delta Q = mc dT \quad (2-4)$$

onde m é a massa do sistema. O produto mc é designado por **capacidade calorífica**.

No caso dos gases, sistemas altamente compressíveis, o valor do calor específico depende fortemente do processo seguido. Dois processos assumem particular importância, os processos isobáricos (a pressão constante) e os processos isocóricos (a volume constante), pois para cada um deles o calor específico é aproximadamente constante (para variações limitadas da temperatura). Assim pode escrever-se, para o processo a pressão constante:

$$\delta Q = mc_p dT \quad (2-5)$$

e para o processo a volume constante:

$$\delta Q = mc_v dT \quad (2-6)$$

A Tabela 2-2 mostra os valores dos **calores específicos** a pressão constante e a volume constante do ar seco (c_{p_d} e c_{v_d}) e do vapor de água (c_{p_v} e c_{v_v}). São igualmente apresentados os valores dos calores específicos da água líquida, do gelo e de algumas substâncias comuns. Dado que os calores específicos do vapor são cerca do dobro dos calores específicos correspondentes do ar seco, é claro que o ar húmido terá um calor específico ligeiramente superior ao do ar seco. A diferença é, no entanto, proporcional à razão de mistura e, portanto, tem pequeno impacto no valor final.

Tabela 2-2 – Algumas propriedades do ar seco e de outras substâncias

Material	Massa volúmica kg m ⁻³	Calor específico J kg ⁻¹ K ⁻¹	Condutividade térmica W m ⁻¹ K ⁻¹
Ar seco (0°C, 1 atm)	1.293	1005 (c_{p_d}); 719 (c_{v_d})	0.024
Vapor de água (0°C, 1 atm)	0.804	1.85×10^3 (c_{p_v}); 1.39×10^3 (c_{v_v})	
Água líquida (0°C)	1000	4218	0.6
Gelo (0°C)	917	2106	2.1
Asfalto	2.11×10^3	0.92×10^3	0.75
Cobre (300 K)	8.96×10^3	385	401
Cortiça	0.16×10^3	1.80×10^3	0.05

Os calores específicos a pressão constante e a volume constante de um gás ideal estão relacionados por intermédio da fórmula de Mayer. No caso do ar seco, pode escrever-se:

$$c_p - c_v = R_d \quad (2-7)$$

Exercício 2-1. Calcule o valor do calor específico a pressão constante do ar húmido, com uma razão de mistura de vapor de 3 g kg⁻¹.

1003 g de ar húmido nas condições referidas contém 1000 g de ar seco e 3 g de vapor de água. Assim, podemos escrever para a massa

$$m = m_d + m_v$$

e para a capacidade calorífica (c_p é o calor específico do ar húmido, c_{p_d} e c_{p_v} são os calores específicos do ar seco e do vapor, respetivamente, cf. Tabela 2-2)

$$(m_d + m_v)c_p = m_d c_{p_d} + m_v c_{p_v}$$

Logo:

$$c_p = \frac{m_d}{m_d + m_v} c_{p_d} + \frac{m_v}{m_d + m_v} c_{p_v} = \frac{1}{1+r} c_{p_d} + r c_{p_v} = \frac{1}{1+r} c_{p_d} + \frac{r}{1+r} c_{p_v}$$

Com os valores indicados e recorrendo à Tabela 2-2 pode estimar-se:

$$c_p = \frac{1}{1+3 \times 10^{-3}} 1005 + 3 \times \frac{10^{-3}}{1+3 \times 10^{-3}} 1850 \approx 1007.5 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$$

Note-se que o impacto do vapor é pequeno, i.e. o calor específico do ar húmido é sempre muito próximo do valor para o ar seco, dada a baixa concentração de vapor permitida. A partir do resultado anterior pode mostrar-se a validade da seguinte fórmula aproximada:

$$c_p = \frac{1}{1+r} c_{p_d} + \frac{r}{1+r} c_{p_v} = c_{p_d} \left(\frac{1}{1+r} \right) \left(1 + r \frac{c_{p_v}}{c_{p_d}} \right) \approx c_{p_d} (1-r) \left(1 + r \frac{c_{p_v}}{c_{p_d}} \right) \approx c_{p_d} \left(1 - r + r \frac{c_{p_v}}{c_{p_d}} \right)$$

ou, tomando valores aos 0°C:

$$c_p \approx c_{p_d} (1 + 0.85r) \quad (2-8)$$

Transições de fase da água

Apesar da sua concentração mássica raramente ultrapassar 2%, a água tem um papel essencial na física e na química da atmosfera. De facto, enquanto os impactos diretos do vapor na densidade do ar (dado pela temperatura virtual, (1-12)) e nos calores específicos (cf. (2-8)) são modestos, ainda que pontualmente relevantes, os impactos resultantes dos processos de transição de fase e os que estão associados à interação com a radiação visível e infravermelha (a discutir em texto posterior neste curso) tornam a água o composto mais importante para a compreensão da Meteorologia.

Na presença de um reservatório abundante de água líquida à superfície, o oceano, a concentração de vapor de água no ar é limitada pela possibilidade de a água **condensar** (transição vapor→líquido) ou **sublimar** (transição vapor→sólido) a temperaturas terrestres. Os materiais condensados podem existir transitoriamente na atmosfera, nomeadamente sob a forma de nuvens, mas eventualmente precipitam retornando à superfície, pelo que a sua contribuição para a massa total da atmosfera é sempre diminuta. A quantidade máxima de vapor que pode existir no ar a uma dada temperatura é dada pelo diagrama de fases (ou por uma tabela de tensões de vapor), definindo para cada valor da temperatura uma **tensão de saturação** e^{sat} (curva na Figura 2-2). Quer isto dizer que se a tensão de vapor atingir a saturação se dá o início de um processo de transição de fase, formando-se água líquida ou, se a temperatura for inferior a 0°C, gelo.

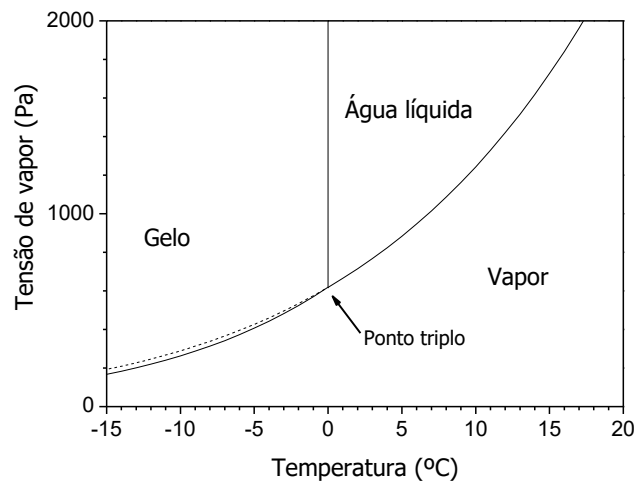


Figura 2-2 – Diagrama de fases da água. A linha tracejada corresponde à saturação em relação à água líquida de vapor sobressaturado em relação ao gelo: se se formar água líquida nessas condições, ela estará sobrefresada (temperatura inferior a 0°C). O ponto triplo (0.01°C) é o único ponto de equilíbrio entre as 3 fases.

A existência de um valor máximo permitido para a concentração de vapor a cada temperatura permite definir uma nova medida da humidade atmosférica, com grande utilidade prática, a **humidade relativa**:

$$RH = \frac{e}{e^{sat}} \quad (2-9)$$

ou, recorrendo à aproximação (1-10):

$$RH = \frac{r}{r^{sat}} \quad (2-10)$$

Exercício 2-2. Utilizando o diagrama de fases fornecido em anexo, calcule a razão de mistura de uma partícula de ar com a temperatura de 20°C, humidade relativa de 60% e pressão de 1 atm.

Por leitura directa do diagrama conclui-se que aos 20°C se tem $e^{sat} \approx 2340 \text{ Pa}$. Pela definição (2-9) tem-se: $e = 0.60 \times e^{sat} \approx 1404 \text{ Pa}$. Recorrendo à aproximação (1-10), vem $r \approx \frac{e}{p} \approx 8.6 \times 10^{-3}$.

A informação disponibilizada no diagrama de fases (Figura 2-2) pode ser lida com maior precisão na Tabela 2-3. Deve notar-se que os valores indicados nessa tabela são obtidos por intermédio de uma fórmula empírica (a das *Smithsonian Tables*) e poderão ser encontrados valores ligeiramente diferentes noutras fontes.

Quando a humidade relativa atinge os 100% ($e = e^{sat}$), o que pode ser conseguido, quer por arrefecimento do ar (redução de e^{sat}), quer por adição de vapor (aumento de e), qualquer arrefecimento ou humidificação posterior traduz-se na condensação (ou sublimação) de parte de vapor, com a criação de gotículas de água (ou cristais de gelo) em suspensão no ar. No diagrama de fases (Figura 2-2), o estado do ar húmido será então representado como um ponto sobre a linha de saturação do vapor, podendo a concentração em água líquida ser estimada indiretamente a partir da conservação da água total (vapor + condensado).

Quando se dá a transição de fase, a reorganização da substância água que então tem lugar implica uma transferência de energia designada por **calor latente**. Assim, no caso da vaporização, i.e. na transição de líquido para vapor, como na nova fase inicial (líquida) existem forças de ligação entre as moléculas, é necessária energia para quebrar essas ligações, observando-se absorção de calor latente de vaporização (l_v). Na transição simétrica, a condensação, a mesma quantidade de calor será libertada.

Tabela 2-3 – Tensão de saturação do vapor de água em relação ao gelo (e_i^{sat}) e em relação à água líquida (e_l^{sat}). Cálculo segundo fórmula das Smithsonian Tables 1984.

$T(^{\circ}\text{C})$	$e_i^{sat}(\text{Pa})$	$e_l^{sat}(\text{Pa})$	$T(^{\circ}\text{C})$	$e_i^{sat}(\text{Pa})$	$e_l^{sat}(\text{Pa})$	$T(^{\circ}\text{C})$	$e_i^{sat}(\text{Pa})$	$e_l^{sat}(\text{Pa})$
-50	3	6	-16	134	176	18		2062
-49	3	7	-15	148	191	19		2195
-48	3	8	-14	164	207	20		2336
-47	4	9	-13	181	225	21		2485
-46	4	10	-12	199	244	22		2641
-45	5	11	-11	220	264	23		2807
-44	6	12	-10	242	286	24		2981
-43	6	14	-9	266	309	25		3165
-42	7	15	-8	293	335	26		3359
-41	8	17	-7	322	361	27		3563
-40	9	19	-6	353	390	28		3777
-39	11	21	-5	387	421	29		4003
-38	12	23	-4	425	454	30		4241
-37	13	26	-3	466	489	31		4490
-36	15	28	-2	510	527	32		4752
-35	17	31	-1	558	567	33		5028
-34	19	35	0	610	610	34		5317
-33	21	38	1		656	35		5621
-32	24	42	2		705	36		5939
-31	27	46	3		757	37		6273
-30	30	51	4		812	38		6623
-29	34	56	5		871	39		6990
-28	38	61	6		934	40		7374
-27	42	67	7		1001	41		7776
-26	47	74	8		1071	42		8197
-25	52	81	9		1147	43		8638
-24	58	88	10		1226	44		9099
-23	65	96	11		1311	45		9581
-22	72	105	12		1401	46		10084
-21	80	115	13		1496	47		10611
-20	89	125	14		1597	48		11160
-19	99	137	15		1703	49		11734
-18	109	149	16		1816	50		12333
-17	121	162	17		1935			

A Tabela 2-4 apresenta valores de referência para os calores latentes de transição de fase da água. O facto de estes coeficientes atingirem valores muito elevados torna o processo de transição de fase muito importante para o balanço energético do ar húmido. Assim, a evaporação de água na superfície implica o

seu significativo arrefecimento, enquanto a condensação desse mesmo vapor numa nuvem, por vezes a grande distância do ponto de evaporação, se traduz num importante aquecimento local.

Tabela 2-4 – Transições de fase da água

Processo	Transição	Calor latente (a 0°C)
Evaporação/Condensação	Líquido ↔ Vapor	$l_v = \pm 2.5 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$
Fusão/Congelação	Sólido ↔ Líquido	$l_f = \pm 3.34 \times 10^5 \text{ J kg}^{-1}$
Sublimação/Sublimação	Sólido ↔ Vapor	$l_s = l_v + l_f$

Arrefecimento isobárico do ar húmido e ponto de orvalho

O diagrama de fases da água representa unicamente o estado da água, por intermédio de duas variáveis (temperatura e pressão). No caso da água atmosférica, i.e. de água misturada no ar sob a forma de vapor, ou em suspensão na forma de gotículas ou cristais de gelo, não é possível fazer uma conversão total do vapor em líquido ou gelo, pelo que o estado da água é sempre representado por um ponto abaixo ou exactamente sobre a linha de saturação. Neste contexto, a pressão lida no diagrama de fases será a tensão de vapor (a pressão parcial do vapor, e) e a quantidade de água líquida ou sólida, se existir, terá de ser calculada indirectamente. Como o estado do ar seco também é completamente definido por duas variáveis independentes (por exemplo a temperatura e a pressão parcial do ar seco $p_d = p - e$, onde p é a pressão atmosférica), e como a temperatura é uma variável comum, concluímos que o ar húmido (ar seco + vapor) é descrito por três variáveis independentes (por exemplo, temperatura, pressão e tensão de vapor (T, p, e)). Assim, o diagrama de fases pode ser utilizado para descrever o estado e processos do ar húmido, **desde que seja conhecido, adicionalmente, o valor da pressão atmosférica.**

A Figura 2-3 representa, no ponto A, o estado de uma massa de ar à temperatura de 15°C, com uma tensão de vapor de 1000 Pa. O ponto A encontra-se claramente abaixo da curva de saturação, verificando-se que $e^{sat}(15^\circ\text{C}) \approx 1726 \text{ Pa}$, o que implica que a humidade relativa em A vale $RH = \frac{e}{e^{sat}} \approx 58\%$. A Figura 2-3 mostra 3 pontos saturados (B, C, D) que podem ser obtidos por transformação isobárica da massa de ar. Para perceber esses processos, precisamos de lembrar que, devido à expressão (1-10), num processo isobárico ($p = const$) existe proporcionalidade entre a tensão de vapor e a razão de mistura. Assim, no processo A→B existe adição de vapor (aumento de r e de e) a temperatura constante, até atingir a saturação.

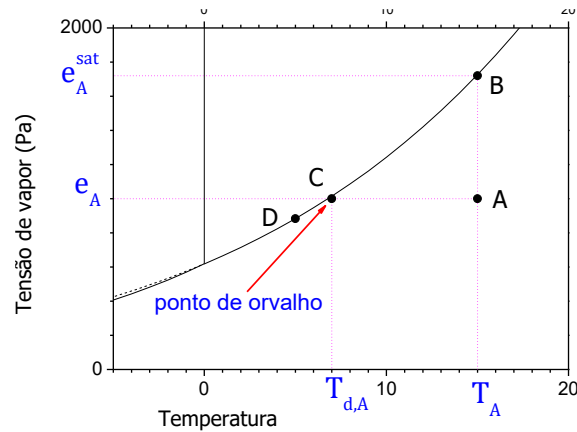


Figura 2-3 – Arrefecimento isobárico do ar húmido.

No processo A→C existe arrefecimento isobárico do ar sem adição ou subtração de vapor (r e e são constantes). À medida que se dá esse arrefecimento a tensão de saturação baixa e a humidade relativa sobe, até se atingir a saturação quando a temperatura atinge a **temperatura do ponto de orvalho** (T_d (*dew-point*) na Figura 2-3). Tratando-se de um arrefecimento isobárico de um gás (ar húmido), a perda de calor que deve ocorrer é proporcional à variação da temperatura, i.e.:

$$\delta Q = mc_p dT \quad (2-11)$$

onde m e c_p são, respectivamente, a massa e o calor específico do ar húmido considerado. Se a massa de ar continuar a arrefecer isobaricamente depois da saturação, já não será possível manter constante a tensão de vapor. Nesse caso, o estado do ar húmido vai evoluir ao longo da curva de saturação, verificando-se que a quantidade de vapor presente no ar diminui progressivamente (designando por dm_v a variação da quantidade de vapor presente no ar, tem-se $dm_v < 0$), à medida que parte desse vapor é convertido em água líquida, por condensação. Designando por m_d e m_v as massa de ar seco e vapor, respectivamente ($m = m_d + m_v$), e por l_v o calor latente de vaporização, tem-se, em vez de (2-11):

$$\delta Q = mc_p dT + l_v dm_v \quad (2-12)$$

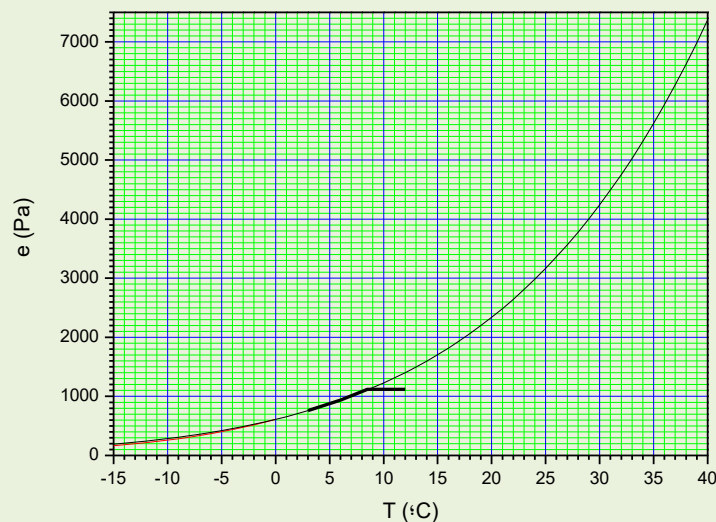
A expressão (2-12) significa que é mais difícil arrefecer uma massa de ar saturada, pois é necessário retirar também o calor latente que vai sendo libertado na condensação. Dividindo pela massa pode obter-se (notando que $m_v \ll m_d$):

$$\frac{\delta Q}{m} \approx c_p dT + l_v dr \quad (2-13)$$

Exercício 2-3. Uma massa de ar à pressão de 1020 hPa e com uma humidade relativa de 80% e uma temperatura de 12°C sofre um processo de arrefecimento isobárico, que a leva aos 3°C, devido a uma perda radiativa de $\frac{Q}{m} = -1 \text{ Wkg}^{-1}$. Utilizando o diagrama de fases: (a) Calcule o tempo

decorrido até à formação de nevoeiro; (b) Calcule o estado final da massa de ar e a razão de mistura de água líquida; (c) Calcule o tempo total decorrido. Ver também a Tabela 2-3.

- (a) Estado inicial: $e^{sat} \approx 1400 Pa$, $e_i \approx 1120 Pa$, $T_i = 12^\circ C$. Pode calcular-se $r_i = \frac{e_i}{p} \approx 6.8 \times 10^{-3}$. O nevoeiro forma-se quando é atingida a temperatura do ponto de orvalho, por leitura no diagrama $T_d \approx 8.5^\circ C$. Durante esse processo cada kg da massa de ar deve perder o calor $\frac{Q}{m} = c_p(T_d - T_i) \approx -3.5 \times 10^3 J kg^{-1}$. Logo: $\Delta t = \frac{Q/m}{\dot{Q}/m} \approx 3.5 \times 10^3 s \approx 0.98 h$. Designou-se a taxa de perda de calor por unidade de massa por $\frac{\dot{Q}}{m} = -1 W kg^{-1}$.
- (b) Por leitura: estado final $e_f = e^{sat} \approx 757 Pa$. Por cálculo: $r_f = \frac{e_f}{p} \approx 4.6 \times 10^{-3} = 4.6 g kg^{-1}$, logo por conservação da água tem-se que existe água líquida com uma razão de mistura $r_l \approx r_i - r_f \approx 2.2 \times 10^{-3} = 2.2 g kg^{-1}$.
- (c) No processo total pode escrever-se $\frac{Q}{m} = c_p(T_f - T_i) + l_v(r_f - r_i) \approx -14.7 \times 10^3 J kg^{-1}$. Logo $\Delta t = \frac{Q/m}{\dot{Q}/m} \approx 14.6 \times 10^3 s \approx 4.05 h$.



Exercício 2-4. Uma casa importa ar exterior à temperatura de $10^\circ C$, com uma humidade relativa de 80%. Calcule a energia necessária para aquecer cada kg de ar importado até à temperatura interior de $25^\circ C$, com uma humidade relativa de 50%. Admita que a pressão atmosférica no interior da casa é igual à pressão exterior com o valor de $1010 hPa$. Admita que a humidificação é realizada evaporando água à temperatura ambiente no interior.

Por leitura no diagrama de fases (ou numa tabela de tensões de saturação da água) verifica-se que $e^{sat}(10^\circ C) \approx 1226 Pa$, $e^{sat}(25^\circ C) \approx 3165 Pa$. Assim o ar exterior é importado com uma razão de mistura de $r \approx \frac{e}{p} \approx 0.622 \times 0.8 \times \frac{1226}{101000} \approx 6.1 g kg^{-1}$. No estado final pretende-se ter uma razão de mistura dada por: $r \approx \frac{e}{p} \approx 0.622 \times \frac{0.5 \times 3165}{101000} \approx 9.8 g kg^{-1}$. Utilizando a expressão (2-13): $\frac{Q}{m} = c_p(T_{final} - T_{inicial}) + l_v(r_{final} - r_{inicial}) = 1005 \times (25 - 10) + 2.5 \times 10^6 \times (9.8 \times 10^{-3} - 6.1 \times 10^{-3}) \approx 15 kJ kg^{-1} + 9.25 kJ kg^{-1} \approx 24.3 kJ kg^{-1}$.

Note que o custo energético da humidificação é, neste caso, comparável com o do aquecimento, dado o elevado valor do calor latente de vaporização.

Ponto de geada

Quando a saturação do ar húmido se dá com uma temperatura inferior a 0°C , pode ocorrer sublimação com formação de gelo. Se esse processo ocorrer junto da superfície, formar-se-á geada. Longe da superfície a formação de cristais de gelo em suspensão é um processo mais difícil, dada a ausência de núcleos adequados para a congelação, pelo que o arrefecimento pode prosseguir até ser atingido o ponto de orvalho. Conforme mostra a Figura 2-4, se designarmos por T_f a temperatura do ponto de geada (*frost*) tem que:

$$T_d < T_f \leq 0^{\circ}\text{C} \quad (2-14)$$

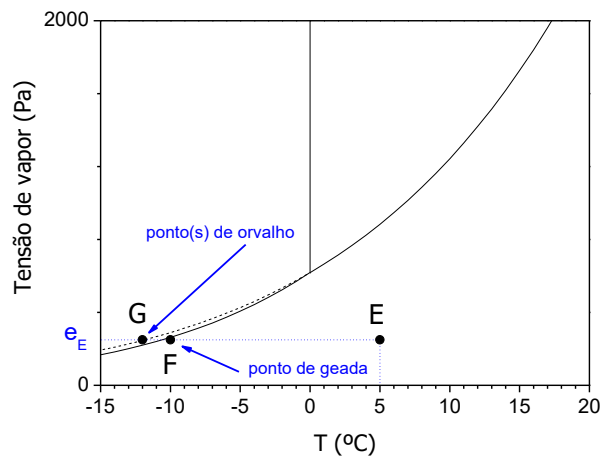
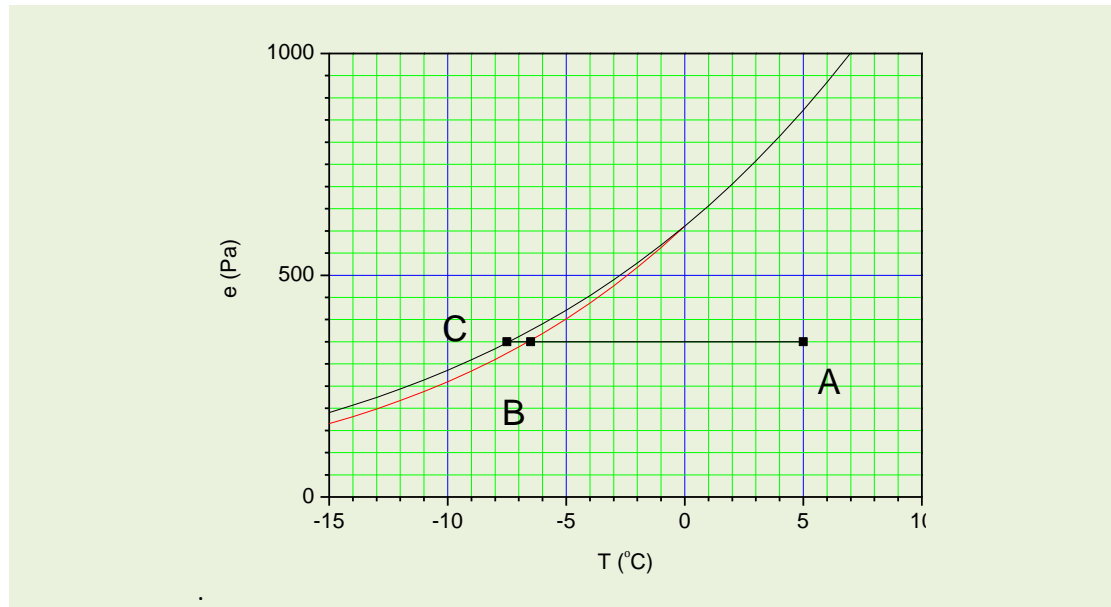


Figura 2-4 – Ponto de geada.

Exercício 2-5. Numa estação meteorológica observou-se uma temperatura de 5°C às 18h, com uma humidade relativa de 40%. Estime as temperaturas do ponto de orvalho e de geada.

Utiliza-se o diagrama de fases. O ponto A representa a observação ($T = 5^{\circ}\text{C}$, $e \approx 350\text{Pa} = 0.4e^{sat}(5^{\circ}\text{C})$). Por leitura $T_f \approx -6.5^{\circ}\text{C}$, $T_d \approx -7.5^{\circ}\text{C}$.



Funcionamento do psicrómetro

O método padrão de observação da humidade atmosférica, por intermédio da utilização do psicrómetro, ilustra um processo de arrefecimento adiabático (sem trocas de calor com o exterior) e isobárico (pressão constante), em que o arrefecimento do ar se deve exclusivamente à absorção de calor latente associada à evaporação de água líquida até à saturação. O psicrómetro consiste num par de termómetros idênticos: um termómetro seco e um termómetro molhado. Este último é mantido em contacto permanente com um reservatório de água destilada, estando ambos os termómetros num local à sombra, muito bem ventilado, por exemplo num abrigo meteorológico (Figura 2-5).

O processo seguido pelo termómetro molhado é representado pela **reta psicrométrica** apresentada na Figura 2-6. A condição de que o processo seguido é adiabático impõe-se igualando a zero o primeiro membro da equação (2-13):

$$c_p dT + l_v dr = 0 \quad (2-15)$$

o que é equivalente a dizer que o calor latente necessário para evaporar a água líquida até à saturação é retirado do ar seco e se traduz no seu arrefecimento. Admitindo que c_p e l_v são constantes, pode escrever-se:

$$c_p dT + l_v dr = 0 \Rightarrow c_p(T_w - T) = -l_v(r_w - r) \Rightarrow$$

$$c_p(T_w - T) = -\frac{l_v \varepsilon}{p}(e_w - e) \quad (2-16)$$

A expressão (2-16) constitui a **fórmula psicrométrica**, utilizada para calcular a tensão de vapor e , a partir dos valores observados das temperaturas do termómetro seco e do termómetro molhado (T e T_w , respetivamente) e do valor tabelado da tensão de saturação à temperatura do termómetro molhado (e_w).

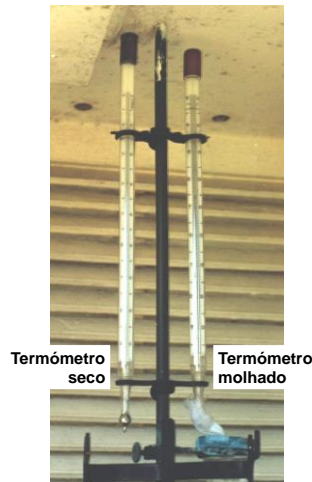


Figura 2-5 – Psicrómetro.

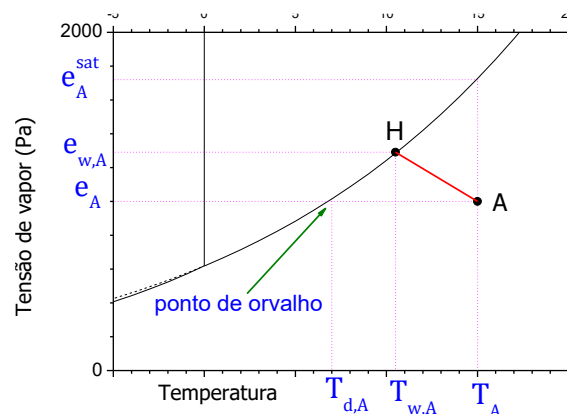


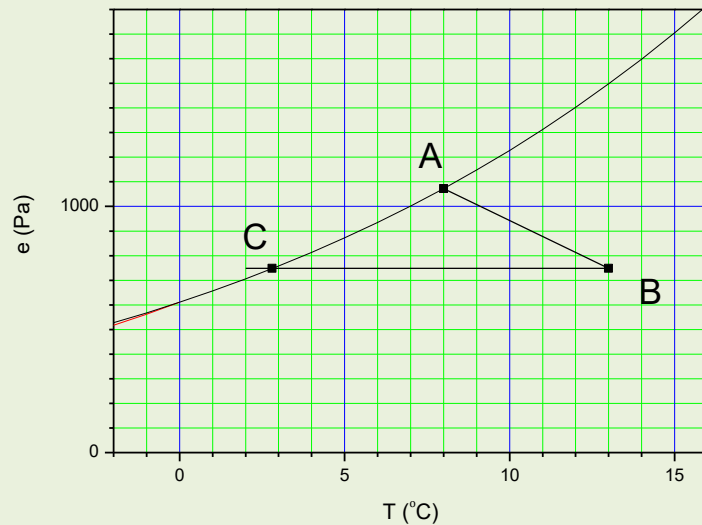
Figura 2-6 – Processo psicrométrico (linha vermelha a cheio) e temperatura do termómetro molhado T_w (wet-bulb)

Exercício 2-6. Numa estação meteorológica observou-se uma pressão de 1001.7 hPa , uma temperatura de 13°C e uma temperatura do termómetro molhado de 8°C . Estime a temperatura do ponto de orvalho e a humidade relativa.

Utiliza-se o diagrama de fases. O ponto A representa o estado do termómetro molhado ($T = T_w = 8^\circ\text{C}$, sobre a curva de saturação). Nesse ponto $e = e^{sat}(8^\circ\text{C}) \approx 1071 \text{ Pa}$ (nota numa leitura gráfica não seria possível tanta precisão, para a obter recorreu-se a uma tabela). Utilizando a fórmula psicrométrica (2-16) pode calcular-se o ponto representativo do estado do ar (ponto B na figura):

$$e = e_w + \frac{p c_p}{l_v \epsilon} (T_w - T) \approx 748 \text{ Pa}$$

O ponto de orvalho encontra-se no ponto da curva de saturação onde a tensão vale aprox. 750 Pa (ponto C na figura, $T_d \approx 2.8^\circ\text{C}$). A humidade relativa será $RH = \frac{e}{e^{sat}} \approx \frac{750}{1496} \approx 50\%$



Mistura horizontal de massas de ar

A produção de condensação no ar húmido pode ser ainda conseguida num processo de mistura isobárica e adiabática de massas de ar. A Figura 2-7 representa duas partículas ((1) e (2)) de ar húmido, não saturadas (ambas se encontram abaixo da curva de saturação). Se estas partículas se misturarem a pressão constante e sem trocas de calor com o exterior, tem-se:

$$m = m_1 + m_2 \quad (2-17)$$

$$T = \frac{m_1 T_1 + m_2 T_2}{m_1 + m_2} \quad (2-18)$$

e

$$r = \frac{m_1 r_1 + m_2 r_2}{m_1 + m_2} \quad (2-19)$$

No diagrama de fases, as igualdades anteriores implicam que a partícula misturada (de massa m e razão de mistura r) é representada por um ponto sobre a linha que une os pontos representativos das partículas iniciais. Se esse ponto estiver acima da curva de saturação (caso da Figura 2-7) existe sobressaturação e parte do vapor irá condensar. O estado final obtém-se recorrendo à fórmula psicrométrica (2-16) (cf. Exercício).

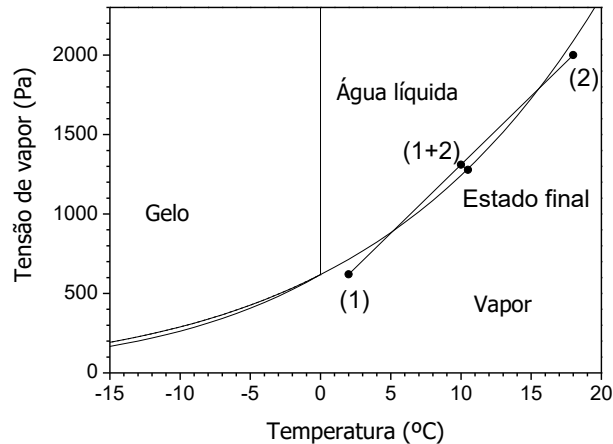


Figura 2-7 – Mistura de massas de ar com condensação: as partículas subsaturadas (1) e (2) misturam-se dando origem a uma partícula sobressaturada (1+2). Nesta partícula ocorre condensação, atingindo-se um estado de equilíbrio (estado final), com vapor saturado e gotículas em suspensão (nevoeiro de mistura). Considerou-se $m_1 = m_2$.

Exercício 2-7. Duas massas de ar, com temperaturas de 5°C e 20°C e humidade relativa de 95% misturam-se em partes iguais à pressão de 1005.2 hPa. Determine o estado final da massa de ar.

Falta figura

Utiliza-se o diagrama de fases. A e B representam o estado inicial das duas massas de ar. C representa o estado da massa de ar misturada, sobressaturada antes da condensação (temperatura e tensão de vapor são as médias das duas massas de ar). Determina-se a recta psicrométrica que passa pelo ponto C:

$$c_p(T_C - T_D) = -\frac{l_v \varepsilon}{p}(e_C - e_D)$$

São conhecidos $T_C = 12.5^\circ\text{C}$ e $e_C \approx 1525 \text{ Pa}$ (lido no diagrama ampliado). Escolhe-se um valor arbitrário para T , por exemplo $T_D = 20^\circ\text{C}$, e calcula-se o valor correspondente de e_D (atenção à necessidade de utilizar unidades SI neste cálculo). Unindo C e D obtém-se a recta psicrométrica. Na intersecção entre essa recta e a curva de saturação está o estado final (ponto E). Por leitura no diagrama conclui-se que a temperatura final é $T_E \approx 13^\circ\text{C}$. A tensão de vapor final é $e_E \approx 1500 \text{ Pa}$. A redução da tensão de vapor entre C e E implicou a conversão de uma parte desse vapor em gotículas. Pode estimar-se por conservação da água total que o nevoeiro formado (nevoeiro de mistura) tem uma razão de mistura de água líquida de:

$$r_l = \frac{\varepsilon(e_C - e_E)}{p} \approx 0.15 \text{ g kg}^{-1}$$

Palavras chave

Calor
Calor específico
Calor latente
Congelação
Diagrama de fases da água
Energia interna
Entropia
Equilíbrio termodinâmico
Evaporação
Fórmula psicrométrica
Fusão

Humidade relativa
Lei zero
Parede
Parede diatérmica
Ponto triplo
Primeira lei da termodinâmica
Processo adiabático
Processo isocórico
Processo isobárico
Processo isotérmico
Processo termodinâmico
Psicrómetro

Segunda lei da termodinâmica
Sistema termodinâmico
Tensão de saturação
Sublimação
Temperatura do ponto de geada
Temperatura do ponto de orvalho
Temperatura do termómetro molhado
Trabalho
Vaporização
Variáveis de estado

3. Processos adiabáticos do ar húmido

Expansão e compressão adiabática do ar seco e do ar húmido. Temperatura potencial e temperatura potencial do termómetro molhado. Utilização do tefigrama como diagrama aerológico. Condensação em processos adiabáticos. Efeito de föhn. Mistura vertical de massas de ar.

Expansão e compressão adiabática do ar seco

O ar é muito mau condutor de calor (cf. Tabela 2-2). Por essa razão, muitos processos termodinâmicos que se realizem de forma relativamente rápida, e.g. em períodos de tempo inferiores a cerca de 1 hora, podem ser considerados adiabáticos. Nos processos adiabáticos não existe troca de calor pelo que, de acordo com a 1ª lei, a variação da energia interna é igual ao trabalho recebido pelo sistema. Assim pode escrever-se:

$$dU = \delta W \quad (3-1)$$

A equação (3-1) é válida para qualquer sistema termodinâmico que execute um processo adiabático. O trabalho é, por definição, o produto de uma força por um deslocamento. No caso de um gás, o trabalho só pode ser realizado ou recebido em processos de expansão ou compressão, respetivamente, i.e.:

$$\delta W = -pdV \quad (3-2)$$

em que o sinal " - " indica que o sistema receberá trabalho quando é comprimido ($dV < 0$). No caso de um gás ideal, a energia interna é uma função exclusiva da temperatura (2-2) e tem-se, em vez de (3-1):

$$mc_v dT = -pdV \quad (3-3)$$

Recorrendo à equação de estado (1-3), pode escrever-se:

$$mc_v dT = -\frac{mR_d T}{V} dV \Rightarrow \frac{c_v dT}{T} = -\frac{R_d dV}{V} \quad (3-4)$$

Integrando a expressão anterior entre um estado de referência (T_0, V_0) e um estado genérico (T, V), obtém-se:

$$c_v \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) = -R_d \ln\left(\frac{V}{V_0}\right) \Rightarrow T^{c_v} V^{-R_d} = T_0^{c_v} V_0^{-R_d} \quad (3-5)$$

que pode ainda escrever-se:

$$TV^{-\frac{R_d}{c_v}} = T_0V_0^{-\frac{R_d}{c_v}} = const \quad (3-6)$$

A expressão (3-6) é satisfeita pelo ar seco num processo adiabático, sendo a constante calculada a partir do conhecimento de um estado arbitrário nesse processo (o estado (T_0, V_0)). A partir da expressão (3-6) e da equação de estado é possível estabelecer duas formas equivalentes dessa expressão:

$$Tp^{-\kappa} = const \quad (3-7)$$

e

$$pV^\gamma = const \quad (3-8)$$

onde $\kappa = R_d/c_p$ é a **constante de Poisson** e $\gamma = c_p/c_v$ é o **índice adiabático** do ar seco. As equações (3-6), (3-7) e (3-8) constituem três formas alternativas da **lei de Poisson**.

Temperatura potencial e entropia do ar seco

As três formas da lei de Poisson são equivalentes e podem ser utilizadas conforme a conveniência. Cada uma dessas formas estabelece o facto de existir uma quantidade física que se mantém constante no processo adiabático (de um gás ideal). Essa quantidade, por vezes designada por invariante adiabático, não tem uma interpretação física muito clara, em particular porque as suas dimensões físicas são inconsistentes. É, no entanto, muito fácil chegar a formas do invariante adiabático com dimensão física e de interpretação imediata. Assim, se tomarmos a forma (3-7), e a dividirmos pela constante $p_{00}^{-\kappa}$, onde $p_{00} = 10^5 Pa$ é uma pressão de referência, podemos escrever:

$$\theta = T \left(\frac{p}{p_{00}} \right)^{-\kappa} = const \quad (3-9)$$

O invariante assim definido tem as dimensões físicas de temperatura e é designado por **temperatura potencial**. Num processo adiabático do ar seco a temperatura potencial é constante. **A temperatura potencial pode ser definida como a temperatura que uma partícula de ar atingirá se for deslocada adiabaticamente até à pressão de referência de 1000 hPa ($10^5 Pa$).**

É ainda possível demonstrar que a temperatura potencial está diretamente relacionada com a entropia específica do ar seco, como seria de esperar, pois na ausência de trocas de calor a entropia é mantida constante em processos reversíveis. A expressão pretendida pode escrever-se:

$$s = \frac{S}{m} = c_p \ln \theta + const \quad (3-10)$$

Detalhes da demonstração da expressão anterior encontram-se em qualquer livro de Meteorologia Física.

Variação da temperatura no processo adiabático seco

A lei de Poisson (3-6)-(3-9) mostra que se uma partícula de ar sofrer uma expansão (aumento de volume) adiabática observar-se-á uma diminuição de temperatura. Como a energia interna específica do ar é essencialmente proporcional à temperatura, isso quer dizer que numa expansão há diminuição da energia interna resultante da realização de trabalho sobre o meio.

A expansão adiabática na atmosfera natural resulta de uma descida de pressão, i.e. da subida do ar, enquanto a compressão é resultado da **subsidiência** (movimento de descida do ar). De facto, é possível transformar a expressão (3-8)-(3-9) numa relação entre temperatura e altitude, num processo adiabático. Diferenciando:

$$ds = c_p d \ln \theta = 0 \quad (3-11)$$

Mas de (3-9) vem:

$$\ln \theta = \ln T - \kappa \ln p + \kappa \ln p_{00} \quad (3-12)$$

Logo:

$$d \ln \theta = d \ln T - \kappa d \ln p = 0 \quad (3-13)$$

o que pode escrever-se

$$\frac{dT}{T} - \kappa \frac{dp}{p} = 0 \quad (3-14)$$

Utilizando a condição de equilíbrio hidrostático (1-14), obtém-se a **taxa de decréscimo da temperatura com altitude no processo adiabático** (*adiabatic lapse rate*):

$$\frac{dT}{T} - \kappa \frac{-\rho g dz}{p} = 0 \Rightarrow \frac{dT}{dz} = -\frac{g}{c_p} \quad (3-15)$$

Em conclusão, **numa ascensão adiabática a temperatura de uma partícula de ar seco decresce a uma taxa constante de cerca de 10°C/km** (nota: seria equivalente dizer 10K/km, pois as variações de temperatura tem o mesmo valor em celsius e em kelvin). **Em subsidiência adiabática, a sua temperatura crescerá exactamente à mesma taxa.**

O resultado (3-15), muito útil dada a sua grande simplicidade, aplica-se com boa precisão também ao ar húmido, desde que não exista transição de fase. Na presença de transições de fase, o problema torna-se mais complicado e o seu tratamento analítico ultrapassa os objetivos de um curso introdutório. Em vez

disso, vamos utilizar uma aproximação gráfica, na linha do que foi feito com o estudo da condensação em processos isobáricos, no diagrama de fases.

Tefigrama

Foi salientado anteriormente que a representação do ar húmido no diagrama de fases pressupõe o conhecimento acessório da pressão atmosférica (não representada nesse diagrama) o que torna o diagrama de fases indicado para o estudo de processos isobáricos (em que a pressão atmosférica é constante). Os processos de compressão e expansão adiabática não são, é claro, isobáricos e por isso a sua representação no diagrama de fases é pouco conveniente.

Vamos começar por considerar a representação gráfica do estado do ar seco. Tratando-se de um sistema termodinâmico simples, o seu estado é totalmente definido por duas variáveis independentes, podendo todas as outras variáveis ser calculadas sem dificuldade. Há, é claro, muitos pares disponíveis de entre os conjuntos de variáveis comuns (exemplo: temperatura, pressão, volume específico, energia específica, entropia específica, etc.), o que quer dizer que é possível construir vários diagramas úteis para estudar a termodinâmica de gases. Existem, no entanto, dois diagramas que são especialmente interessantes: o diagrama (p, v) , cujas variáveis são o volume específico $v = V/m$ e a pressão p (designado por **diagrama de Clapeyron**) e o diagrama (T, s) , cujas variáveis são a entropia específica $s = S/m$ e a temperatura (**diagrama de Carnot**). Estes dois diagramas têm em comum o facto de as áreas aí representadas terem a dimensão de energia específica, podendo ser interpretadas como quantidades de trabalho ou calor transferidos em processos. Por essa razão, os diagramas de Clapeyron e de Carnot são designados como diagramas equivalentes.

Em meteorologia tem particular interesse a utilização de uma forma do diagrama de Carnot, designada por **tefigrama**, onde se encontram embebidas as propriedades do ar húmido. Diversos serviços meteorológicos utilizam, em alternativa ao tefigrama, diagramas também construídos para descrever processos adiabáticos do ar húmido, nomeadamente o diagrama **skew-T**, popular na meteorologia norte-americana e em aplicações aeronáuticas. Neste curso vamos limitar o nosso interesse ao tefigrama.

Apesar de as variáveis naturais do tefigrama serem a temperatura e a entropia específica do ar seco, é convencional substituir esta última pela temperatura potencial, o que significa que o diagrama é um gráfico $(T, \ln \theta)$. Conhecendo T e θ em cada ponto do diagrama é fácil calcular a pressão p (a partir da definição de θ (3-9)). A Figura 3-1 mostra o resultado desse cálculo, com o traçado de duas isóbaras para temperaturas meteorológicas ($T \in [-50, 50]^\circ\text{C}$). Dado que as isóbaras se apresentam com uma inclinação de cerca de 45° e que a pressão na atmosfera é sempre inferior a 1050 hPa , é conveniente utilizar uma **versão rodada do tefigrama** (Figura 3-2).

Do mesmo modo que conhecendo T e θ é fácil calcular p , é também possível calcular o valor da razão de mistura de saturação r^{sat} em cada ponto do tefigrama. De facto, utilizando o diagrama de fases pode calcular-se a tensão de saturação $e^{sat}(T)$, função exclusiva da temperatura, e utilizando (1-10) calcula-se $r^{sat} = \varepsilon e^{sat}/p$. A Figura 3-2 mostra a distribuição das quatro linhas referidas (T, θ, p, r^{sat}) no tefigrama

rodado 45° no sentido horário. O tefigrama inclui ainda uma quinta família de linhas, designadas por **adiabáticas saturadas**, cuja construção será explicada mais tarde.

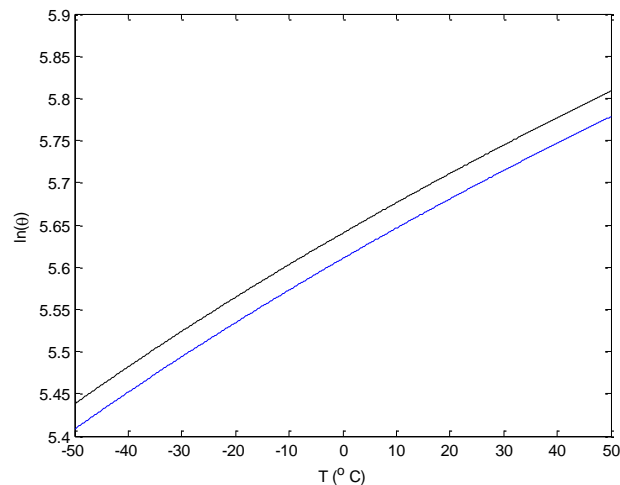


Figura 3-1 – Traçado de uma isóbara no tefigrama: a azul a isóbara $p = 1000 \text{ hPa}$, a preto $p = 900 \text{ hPa}$.

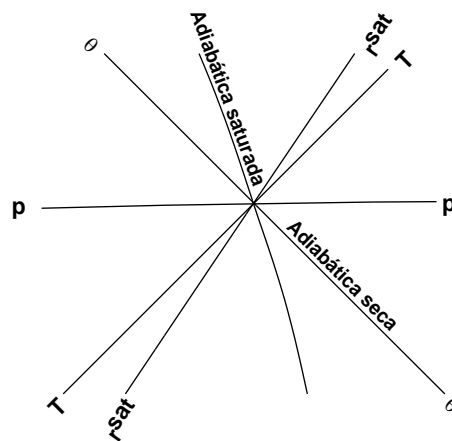


Figura 3-2 – Famílias de linhas do Tefigrama rodado 45° no sentido horário.

A Figura 3-3 mostra um tefigrama completo, com as 5 famílias de linhas referidas, traçado para a troposfera ($p \in [200,1050] \text{ hPa}$). As diferentes linhas estão identificadas pelo valor correspondente da variável. No caso da temperatura e da pressão, o diagrama tem uma distribuição de linhas densa, com isotérmicas espaçadas por 1K e isóbaras espaçadas por 10 hPa. No caso das outras variáveis, as isolinhas são muito menos abundantes (10K para a temperatura potencial, 4K para a temperatura potencial do termómetro molhado, espaçamento irregular para a razão de mistura), tornando mais difícil a sua utilização directa, especialmente porque todas as variáveis, com exceção da temperatura, estão espaçadas de forma não linear, o que dificulta a estimativa dos valores intermédios. Adiante mostrar-se-á como lidar com essa dificuldade (e.g. Exercício 3-2).

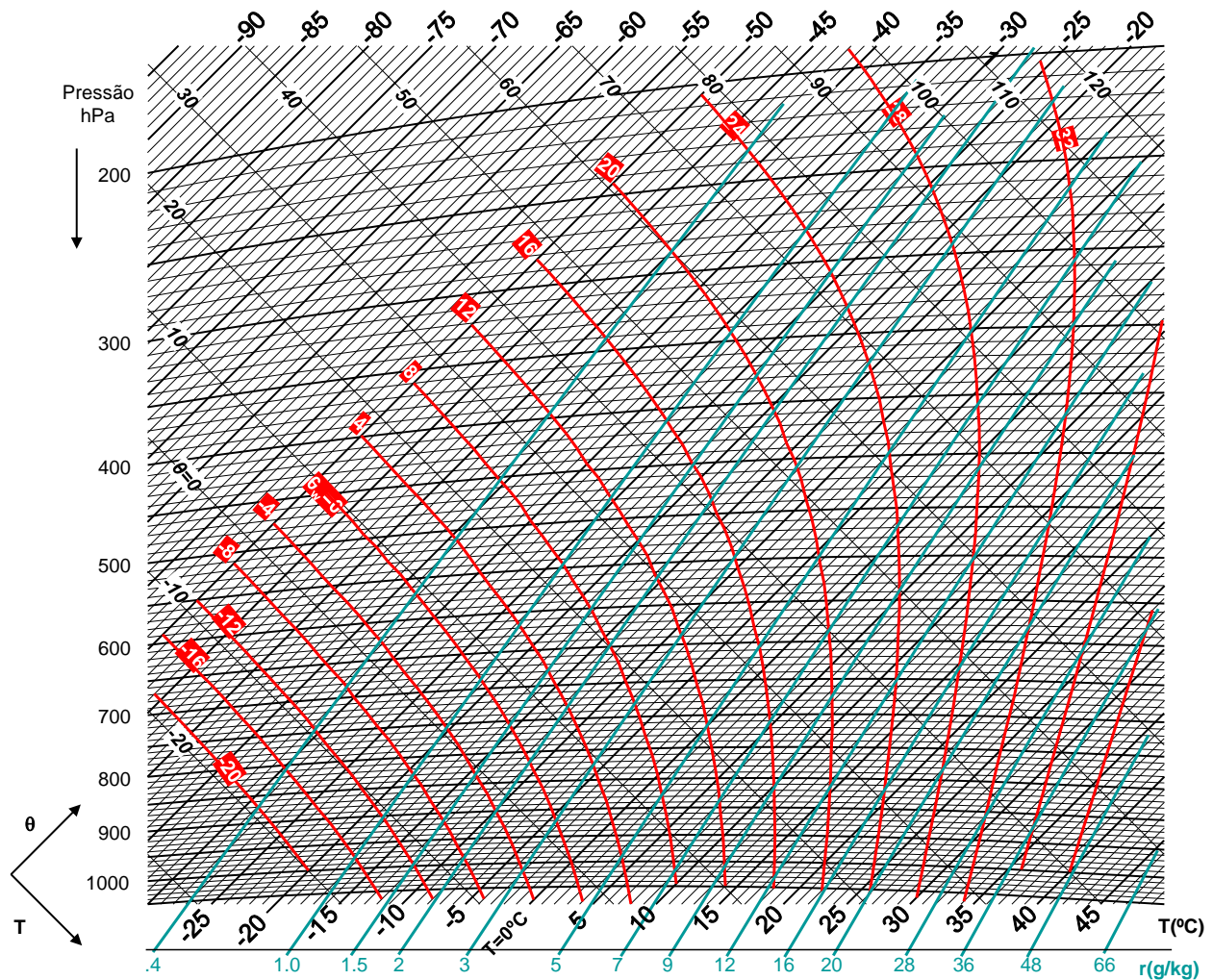


Figura 3-3 – Tefigrama.

A utilização prática do tefigrama começa com a marcação do estado de uma partícula de ar. Uma partícula é caracterizada por 3 variáveis, por exemplo (p, T, r) . O par de variáveis (p, T) caracteriza totalmente o ar seco e são duas variáveis representadas no tefigrama. A razão de mistura r define a quantidade de vapor de água do ar húmido. No tefigrama estão marcadas **linhas de razão de mistura de saturação** (Figura 3-2), no entanto deve notar-se que a razão de mistura é a razão de mistura de saturação à temperatura do ponto de orvalho T_d . Assim, se marcarmos o ponto (p, T_d) no tefigrama a linha r^{sat} que aí passar corresponde ao valor da **razão de mistura** r . A Figura 3-4 exemplifica a marcação do estado de uma partícula (não saturada), representada por 2 pontos sobre a mesma isóbara: os pontos (p, T) e (p, T_d) .

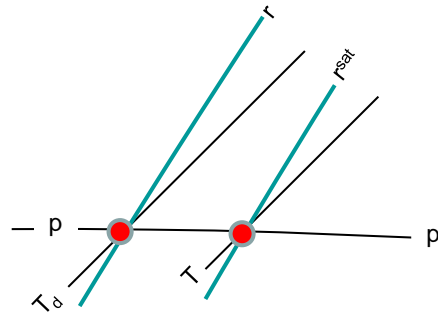
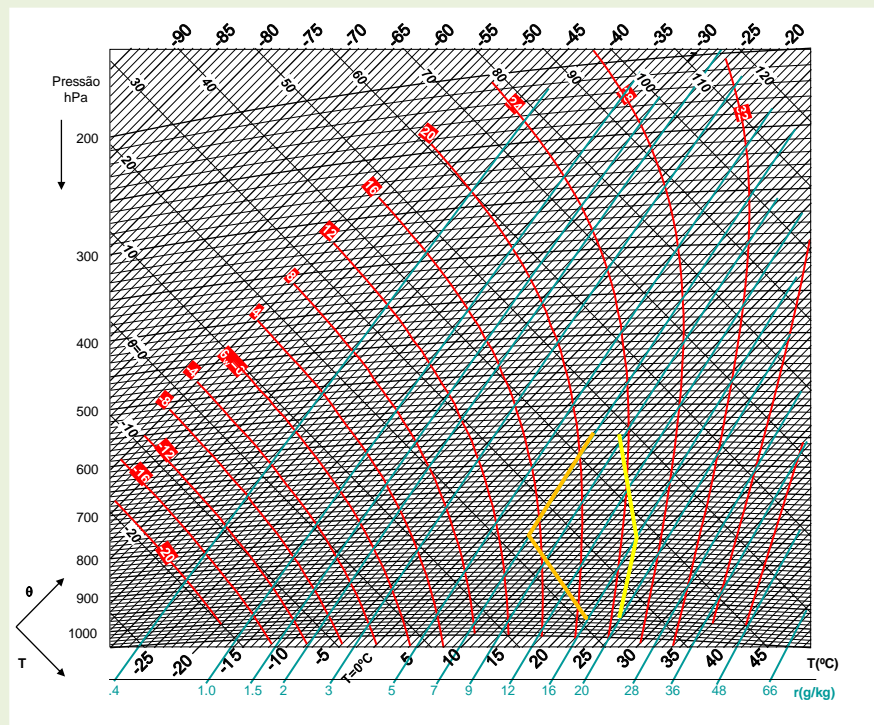


Figura 3-4 – Representação do estado de uma partícula de ar húmido no Tefigrama

Exercício 3-1. O estado de uma coluna da atmosfera é dado pela sondagem seguinte. Marque-a no tefigrama. Calcule a humidade relativa em cada nível.

Pressão	T	T _d
1000	25	21
800	18	5
600	4	1

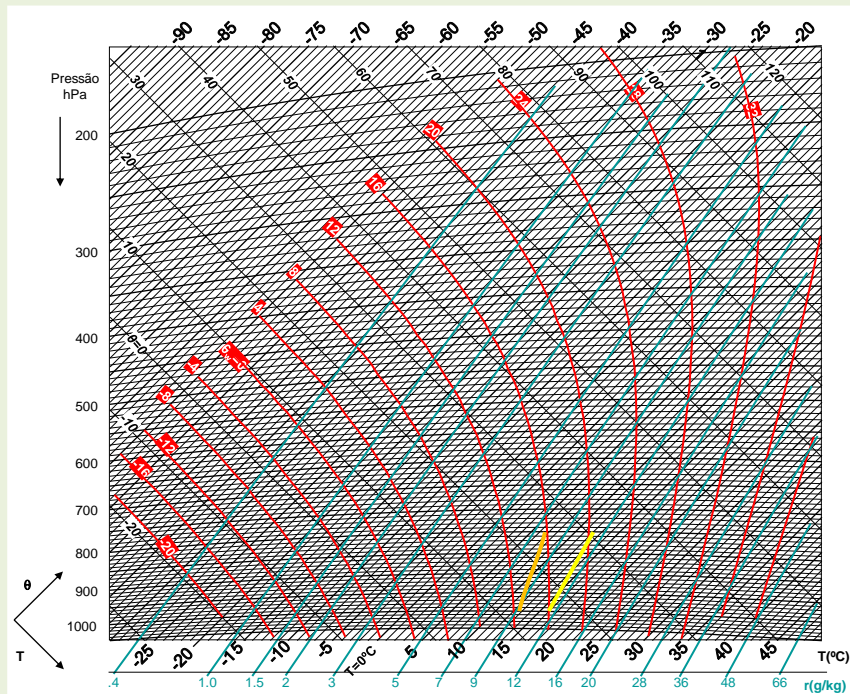
A curva (p, T) está marcada a amarelo, a curva (p, T_d) está marcada a laranja. Por leitura no tefigrama pode estimar-se (em g/kg): $r_{1000} \approx 16$, $r_{1000}^{sat} \approx 20$, $r_{800} \approx 7$, $r_{800}^{sat} \approx 16$, $r_{600} \approx 7$, $r_{600}^{sat} \approx 9$. Assim tem-se para a humidade relativa: $RH_{1000} = \frac{r}{r^{sat}} \approx 80\%$, $RH_{800} \approx 44\%$, $RH_{600} \approx 78\%$.



Nota: Neste exemplo era muito fácil estimar as razões de mistura dado que as temperaturas (T e T_d) foram escolhidas criteriosamente. Em geral, é mais complicado. O Exercício 3-2 mostra como se podem estimar parâmetros para marcação no tefigrama.

Exercício 3-2. Fizeram-se as seguintes observações: ($p = 1000 \text{ hPa}$, $T = 16^\circ\text{C}$, $RH = 80\%$), ($p = 800 \text{ hPa}$, $T = 12^\circ\text{C}$, $RH = 70\%$). Marque-as no tefigrama.

Os pontos (p, T) marcam-se facilmente (linha amarela na figura). Para marcar os pontos (p, T_d) é preciso estimar os valores das temperaturas do ponto de orvalho T_d , o que não se pode fazer com precisão dado que os pontos (p, T) não correspondem a linhas conhecidas de r^{sat} . No entanto, se recorrermos à Tabela 2-3, podemos conhecer a tensão de saturação em cada nível, i.e. $e^{sat}(16^\circ\text{C}) \approx 1816 \text{ Pa}$, $e^{sat}(12^\circ\text{C}) \approx 1401 \text{ Pa}$. Logo pode calcular-se $e = e^{sat} \times RH$: $e(1000 \text{ hPa}) \approx 1453 \text{ Pa}$, $e(800 \text{ Pa}) \approx 981 \text{ Pa}$. Voltando à Tabela 2-3, podemos estimar (por interpolação linear): $T_d(1000 \text{ hPa}) \approx 12.5^\circ\text{C}$, $T_d(800 \text{ hPa}) \approx 6.7^\circ\text{C}$, com erro inferior a 0.1°C .



Expansão adiabática

Como se mostrou na Figura 3-4 a representação do estado de uma partícula de ar no tefigrama é, em geral, realizada por **dois pontos** sobre a mesma isóbara $((p, T), (p, T_d))$. Se o vapor de água atingir a saturação, tem-se $T = T_d$ e os dois pontos coincidem. Dado que um processo termodinâmico é uma sequência contínua de estados, a sua representação no tefigrama será realizada por **duas linhas** ($T(p)$ e $T_d(p)$), e por uma **linha única** do caso dos processos saturados.

O tefigrama é especialmente conveniente para o estudo de processos de **expansão** ou **compressão adiabática**. A Figura 3-5 esquematiza o processo de expansão adiabática de uma partícula de ar húmido inicialmente subsaturada (estado 1, representado por dois pontos à pressão p). Em resultado da expansão, a partícula arrefece rapidamente, conservando o valor da sua temperatura potencial (θ), a temperatura do ponto de orvalho também decresce nesse processo mas a uma taxa muito mais baixa, evoluindo o ponto (p, T_d) de forma a conservar o valor da razão de mistura r ; o estado 2 mostra a

partícula depois de uma etapa de expansão adiabática, mais fria, com a mesma razão de mistura, mas com um valor inferior de r^{sat} , i.e. com uma maior humidade relativa. O processo evoluirá ao longo das duas linhas referidas (o ponto (p, T) segue sobre a linha $\theta = const$, também designada por **adiabática seca**; o ponto (p, T_d) segue sobre a linha $r = const$) até ao seu ponto de convergência (ponto 3 na Figura 3-5). No ponto 3, $T = T_d$ e dá-se a saturação. O nível (de pressão) do ponto 3 é designado por **nível de condensação por ascensão**, pois ele será a **base da nuvem** que se irá formar numa corrente ascendente nessa atmosfera. Quando o processo de expansão adiabática ultrapassa o nível de condensação, a taxa de arrefecimento torna-se menos intensa, pois a quantidade de vapor de água que pode existir no ar vai-se tornando cada vez menor, sendo o restante condensado com **libertação de calor latente de vaporização**. Acima do nível de condensação (ponto 3 na Figura 3-5) o ar está sempre saturado, sendo representado por um único ponto no tefigrama (ponto 3 ou ponto 4) descrevendo uma curva designada por **adiabática saturada**. Nesta curva, o arrefecimento dá-se a uma taxa variável, inicialmente é muito mais lento que no processo adiabático seco, mas à medida que a água se vai condensando o arrefecimento vai acelerando tendendo para a taxa adiabática seca no topo da troposfera. Matematicamente, esse comportamento é descrito dizendo que cada adiabática saturada tende assintoticamente para uma adiabática seca.

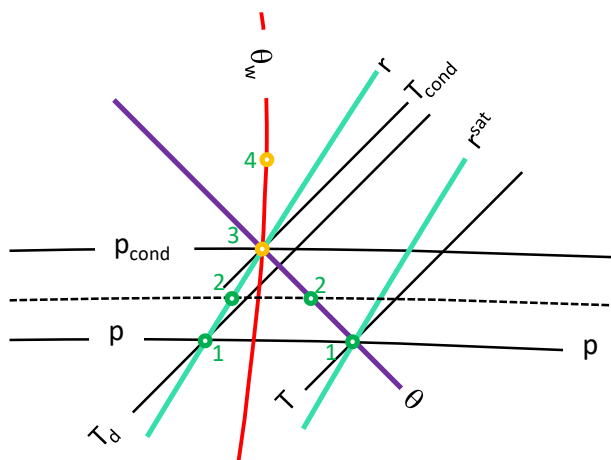


Figura 3-5 – Evolução de uma partícula de ar no processo de expansão adiabática seca (1-2-3) e saturada (3-4).

A variação da taxa de arrefecimento com altitude no processo adiabático saturado com a disponibilidade de água para condensação pode ser percebida considerando alguns valores apresentados na Tabela 3-1. Quando a temperatura é muito baixa, existe muito pouca água para condensar e a taxa de arrefecimento aproxima-se do valor adiabático seco (cerca de $10\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{km}$).

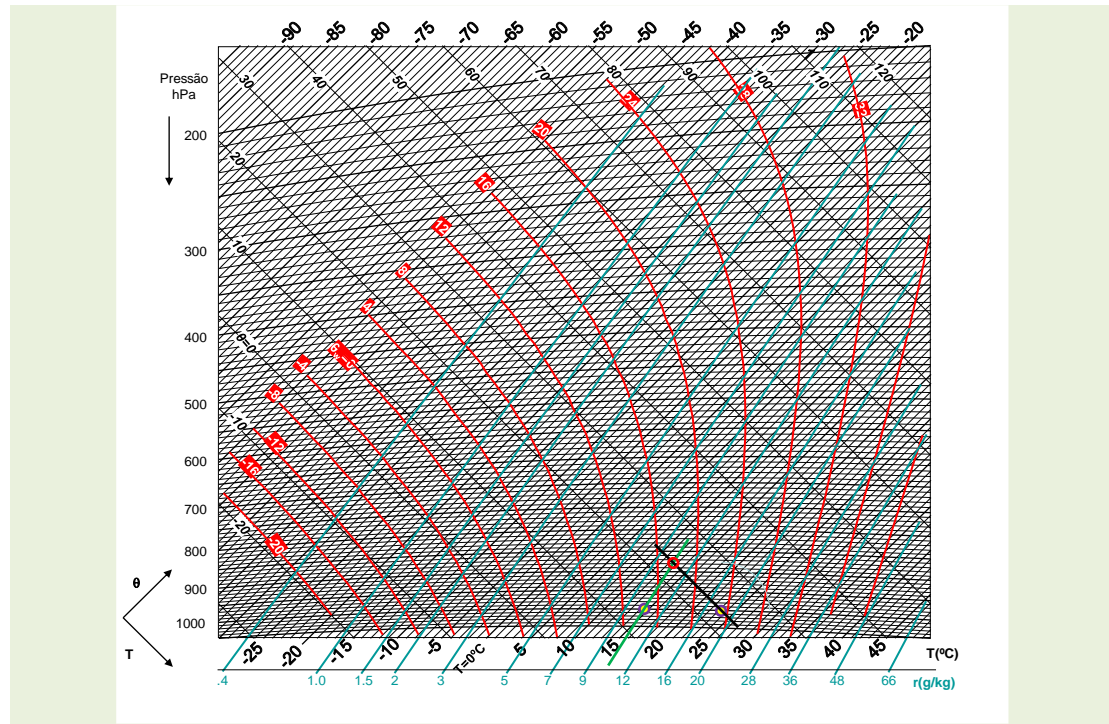
Tabela 3-1 – Decréscimo da temperatura com a altitude ($^{\circ}\text{C} / \text{km}$) no processo adiabático saturado (*saturated adiabatic lapse-rate*)

Pressão (hPa)	Temperatura ($^{\circ}\text{C}$)				
	-40	-20	0	20	40
1000	9.5	8.6	6.4	4.3	3.0
800	9.4	8.3	6.0	3.9	2.8
600	9.3	7.9	5.4	3.5	2.6
400	9.1	7.3	4.6	3.0	2.4
200	8.6	6.0	3.4	2.5	2.0

No tefigrama, as adiabáticas saturadas são identificadas pelo valor da **temperatura potencial do termómetro molhado** (θ_w) que será a temperatura atingida aos 1000 hPa por uma partícula que siga esse processo. Também é possível identificar cada adiabática saturada pela temperatura potencial da adiabática seca de que ela é assíntota: essa é a **temperatura potencial equivalente**. Estas duas temperaturas são muito diferentes mas dão a mesma informação sobre o estado do ar húmido. Ambas são conservadas em processos adiabáticos secos e saturados e, por isso, elas são consideradas os **cartões de identidade** de uma massa de ar.

Exercício 3-3. Uma massa de ar junto da superfície, aos 1000 hPa, apresenta uma temperatura $T = 23.5^{\circ}\text{C}$ e uma temperatura do ponto de orvalho $T_d = 14.5^{\circ}\text{C}$. Admita que essa massa de ar entra em movimento ascendente. (a) Estime a pressão e temperatura no nível de condensação; (b) Estime a altura do nível de condensação.

O estado da massa de ar aos 1000 hPa é marcado pelos dois círculos roxos. O nível de condensação encontra-se próximo dos 875 hPa (círculo vermelho), com uma temperatura de cerca de 12.5°C . A altura desse nível (diferença entre a sua altitude e a altitude dos 1000 hPa) calcula-se com recurso à fórmula (3-15): $\Delta z \approx \frac{\Delta T}{\frac{g}{c_p}} \approx 1.1 \text{ km}$, visto que se trata de seguir uma partícula que ascende num processo adiabático seco. Alternativamente, poderia ter-se utilizado a fórmula hipsométrica (1-18), que é mais geral, mas mais trabalhosa (cf. Exercício 3-4). Utilizando a fórmula hipsométrica, obter-se-ia igualmente 1.1 km.



Condensação

A água condensada na expansão adiabática saturada dá origem à formação de gotículas de pequena dimensão (tipicamente com diâmetros da ordem de $1 \mu\text{m}$) que vão integrar uma nuvem. Se as condições forem favoráveis, essas gotículas podem crescer selectivamente dando origem a gotas de maior dimensão (superior a cerca de $0.1 \text{ mm} = 100 \mu\text{m}$) com possibilidade de precipitar. O tefigrama permite calcular a água disponível para precipitação, sendo claro que só uma fração dessa água condensada estará nas condições necessárias para precipitar efetivamente.

A Figura 3-6 repete a Figura 3-5 com ligeiras modificações de anotação. Na ascensão até ao nível de condensação a razão de mistura do vapor mantém-se constante e igual a r_1 . Quando a partícula chega ao nível p_4 a sua razão de mistura baixou para o nível r_4 (que corresponde ao valor de saturação na temperatura T_4 à pressão p_4). Dado que **a água total deve conservar-se**, isso quer dizer que, na ausência de precipitação, nesse nível existirá água líquida com uma razão de mistura de água líquida $r_{l_4} = r_1 - r_4$.

A discussão anterior explica como se pode utilizar o tefigrama para estimar o máximo de precipitação que pode ser produzida numa corrente ascendente (i.e., numa nuvem convectiva). Esse máximo corresponde ao caso limite em que toda a água condensada precipita. Deve notar-se, no entanto, que o cálculo assim realizado será expresso em g de água por kg de ar na corrente ascendente. A sua tradução em taxa de precipitação, medida por exemplo em $\text{kg m}^{-2} \text{ h}^{-1}$ (ou em unidades práticas: mm h^{-1}), implica o cálculo da velocidade vertical da corrente ascendente.

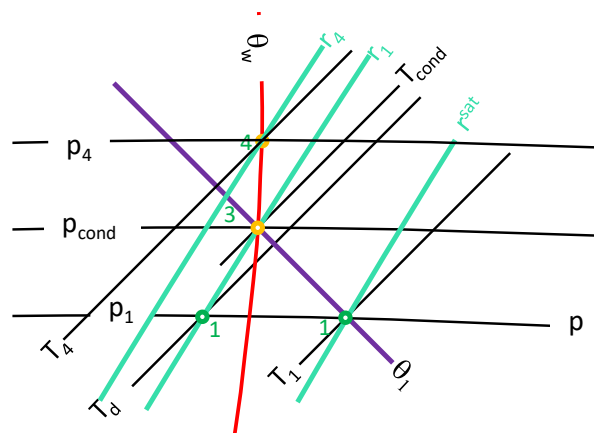


Figura 3-6 – Evolução de uma partícula de ar no processo de expansão adiabática seca (1-3) e saturada (3-4).

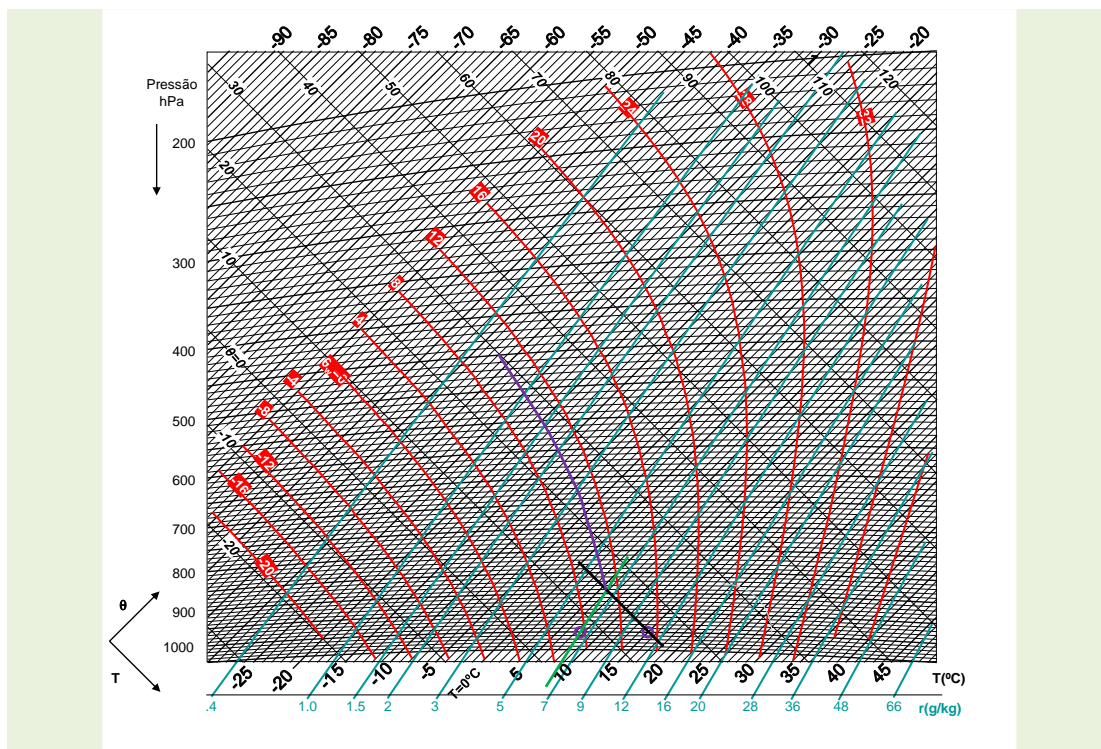
Exercício 3-4. Uma massa de ar cujas características aos 1000 hPa são $T = 15^\circ\text{C}$ e $T_d = 7.5^\circ\text{C}$, sofre um processo de convecção dando origem a uma nuvem não precipitante que se estende até aos 450 hPa. Utilizando o tefigrama. (a) Localize a base da nuvem; (b) Estime a concentração de água líquida no topo da nuvem; (c) Estime a extensão vertical da nuvem, em metros.

Os dois círculos representam o estado da massa ar à superfície. As linhas representam a expansão adiabática (seca até ao nível de condensação, saturada acima desse nível).

(a) A base da nuvem encontra-se no nível de condensação, aos 890 hPa, valendo a temperatura cerca de 5.5°C ;

(b) Na base da nuvem $5 < r < 7 \text{ g kg}^{-1}$. Na Tabela 2-3 por interpolação obtém-se $e = e^{sat}(7.5^\circ\text{C}) \approx 1036 \text{ Pa}$, logo vamos estimar $r \approx \frac{ee}{p} \approx 6.4 \text{ g kg}^{-1}$ (note-se que o ar está saturado); aos 450 hPa temos $T = -32^\circ\text{C}$, $e = e^{sat}(-32^\circ\text{C}) \approx 42 \text{ Pa}$, $r \approx 0.6 \text{ g kg}^{-1}$; logo nesse nível a concentração de água líquida será $r_l = r_{base} - r_{450} \approx 5.8 \text{ g kg}^{-1}$.

(c) A altura da base da nuvem pode calcular-se como no Exercício 3-3, levando a $z_{base} \approx 950 \text{ m}$. No caso do nível de topo (450 hPa), já não é possível utilizar essa aproximação, pois o movimento não é adiabático seco. Em vez disso, utilizamos a fórmula hipsométrica (1-18), o que obriga a estimar a temperatura virtual média da nuvem (entre os 890 hPa e os 450 hPa). Por leitura obtém-se: $T_{890} \approx 5.5^\circ\text{C}$, $T_{450} \approx -32^\circ\text{C}$. Grosseiramente: $\bar{T} \approx -13.25^\circ\text{C} \approx 260 \text{ K}$ (kelvin!). Ao longo da nuvem a razão de mistura varia drasticamente (desde cerca de 6 até 1 g/kg). Tomando um valor médio grosseiro de 3.5 g/kg obtém-se $\bar{T}_v \approx 260.6 \text{ K}$ e finalmente: $\Delta z = \frac{R_d \bar{T}_v}{g} \ln\left(\frac{890}{450}\right) \approx 5200 \text{ m}$. Logo a nuvem estende-se entre os 950 m e os 6150 m (aproximadamente).



Transformação adiabática de uma massa de ar

Em processos adiabáticos secos ou saturados existe conservação da temperatura potencial do termómetro molhado θ_w . Do ponto de vista desse indicador, os processos adiabáticos não alteram o estado do ar. No entanto, é possível manter θ_w alterando radicalmente a temperatura e a humidade do ar à superfície. Para que essa alteração tenha lugar, é essencial a ocorrência de precipitação. De facto, se uma massa de ar sofrer expansão adiabática (com condensação) seguida de compressão (com evaporação do água condensada), estaremos perante um **processo reversível** em que o ar volta exatamente ao estado inicial. Se, pelo contrário, ocorrer precipitação de parte da água condensada, o processo reversível já não é possível e, no estado final, o ar vai ser mais quente e mais seco do que inicialmente.

Exercício 3-5. Uma partícula de ar aos 1000 hPa tem uma temperatura de 25°C e 60% de humidade relativa. Ao atravessar uma cadeia de montanhas, essa partícula é obrigada a subir até aos 600 hPa. 90% da água condensada nessa ascensão precipita. Na encosta a jusante, a partícula de ar volta aos 1000 hPa. (a) Represente o processo descrito no tefigrama. (b) Indique o estado final (p,T,RH). Tente ser preciso no cálculo dos parâmetros, recorrendo à Tabela 2-3 (tensões de vapor).

Os dois círculos representam o estado da massa ar à superfície. Tem-se $r^{sat} \approx 20 \text{ g kg}^{-1}$, $r \approx 12 \text{ g kg}^{-1} (= 0.6 \times r^{sat})$. A linha preta ascendente representa a expansão adiabática seca, a linha roxa ascendente a expansão adiabática saturada. O nível de condensação está aos 890 hPa. Aos 600 hPa tem-se $T = T_d \approx -1.5^\circ\text{C}$, $5 < r < 7 \text{ (g kg}^{-1}\text{)}$.

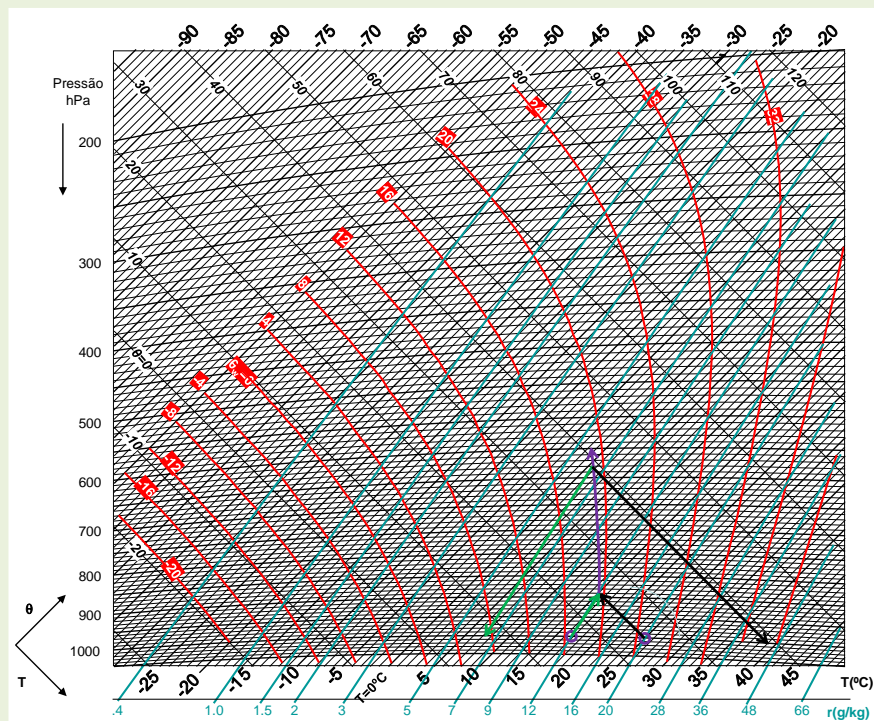
Vamos fazer uma estimativa mais precisa de r_{600} . Na Tabela 2-3 lê-se $e^{sat}(-1.5^\circ\text{C}) \approx 547 \text{ Pa}$ (média entre os valores aos 1°C e 2°C). Logo $r_{600}^{sat} \approx \frac{e_{600}^{sat}}{p} \approx 0.622 \times \frac{547}{600 \times 10^2} \approx 5.7 \text{ g kg}^{-1}$. Com a mesma

metodologia podia-se melhorar a estimativa da razão de mistura à superfície obtendo $r_{1000} \approx 11.8 \text{ g kg}^{-1}$. Logo a água condensada total aos 600 hPa será $r_{l600} = r_{1000} - r_{600} \approx 6.1 \text{ g kg}^{-1}$. Precipitando 90% desta água ficamos com $r_{l600} \approx 0.6 \text{ g/kg}$.

Quando se dá a subsidência ocorre evaporação da água líquida remanescente, até a converter totalmente em vapor. Assim a razão de mistura final será $r_{final} \approx 5.7 + 0.6 \approx 6.3 \text{ g kg}^{-1}$.

Para traçar o processo de compressão adiabática (subsidência, linhas com setas para as pressões mais altas, i.e. descendentes), precisamos de localizar a linha $r = 6.3 \text{ g kg}^{-1}$. Dado que se trata de uma linha paralela às linhas r^{sat} disponíveis, basta localizar um ponto. Assim, calculamos $e_{1000}^{sat} = \frac{p_{1000} r_{1000}^{sat}}{\epsilon} \approx \frac{(10^5 \times 6.3 \times 10^{-3})}{0.622} \approx 1013 \text{ Pa}$. Recorrendo à Tabela 2-3, verificamos que essa tensão de saturação corresponde a uma temperatura de cerca de 7.2°C . Assim, marcou-se a linha verde descendente. A linha preta descendente marca-se a partir do novo nível de condensação, aos 630 hPa.

Estado final: $T \approx 39^\circ\text{C}$, $T_d \approx 7.2^\circ\text{C}$, $r = 6.3 \text{ g kg}^{-1}$, $RH = \frac{e}{e^{sat}(39^\circ\text{C})} \approx \frac{1013}{6990} \approx 14\%$.



O processo de transformação adiabática de massas de ar exemplificado no Exercício 3-5 é particularmente eficiente em certos escoamentos topográficos, em que o ar é obrigado a subir na encosta a montante e sofre subsidência a jusante. Nesse contexto, o processo é descrito como **processo de föhn**, designação de origem suíça que explica o clima relativamente quente e seco em vales nos Alpes. Em Portugal o efeito é notório em muitas regiões, em especial na Ilha da Madeira, onde a predominância de vento de Norte explica a existência de uma costa norte bastante húmida e uma costa sul quente e seca.

Mistura vertical de massas de ar

A turbulência, isto é o campo de o movimento de pequena escala, promove a mistura de massas de ar, horizontal e vertical. No caso da mistura vertical ela é geralmente dificultada pela estabilidade (conceito a abordar mais tarde). No entanto, em condições favoráveis o processo de mistura vertical pode acontecer e, nesse caso, ele pode alterar qualitativamente o estado termodinâmico de uma massa ar, criando nomeadamente condições para a formação de nuvens, numa atmosfera inicialmente subsaturada a todos os níveis. O processo é, neste aspeto, semelhante ao processo de mistura horizontal referido anteriormente. Ambos os processos são adiabáticos e conservam água. Existem no entanto duas diferenças importantes: (1) o processo de mistura vertical não é isobárico, (2) como as propriedades da atmosfera variam muito mais rapidamente na vertical que na horizontal, quando a mistura vertical acontece ela pode ter muito maior impacto no estado da atmosfera.

Dado que a razão de mistura é insensível ao movimento vertical (conservação da água), desde que não haja condensação, o cálculo do perfil final de razão mistura é essencialmente idêntico ao da mistura horizontal: no estado final a coluna de ar misturada terá uma razão de mistura constante igual à razão de mistura média da coluna. O cálculo desse valor é exemplificado no Exercício 3-6.

Não se pode aplicar ao cálculo da temperatura final o mesmo procedimento (como se fez na mistura horizontal) porque a temperatura varia, e muito, com a pressão. Em vez disso, podemos facilmente concluir que no estado final a coluna deve ter um valor constante de temperatura potencial, variável que se conserva na expansão/compressão adiabática.

Assim, no processo de mistura vertical o estado final (se não houver condensação) é muito simples: a linha (p, T) segue a adiabática seca $\theta = \bar{\theta}$ e a linha (p, T_d) segue a linha de igual razão de mistura $r = \bar{r}$. Se estas duas linhas se intersectarem, existe nesse ponto um **nível de condensação por mistura**. Acima do nível de condensação a atmosfera vai encontrar-se saturada, seguindo a adiabática saturada, o que implica a existência de água líquida, com um máximo no topo da nuvem (que é também o topo da coluna misturada).

Exercício 3-6. Uma camada da atmosfera entre os 1000 e os 700 hPa encontra-se num estado isotérmico, a 16°C. A humidade relativa dessa camada é constante e igual a 80%. (a) Marque o estado dessa camada num tefigrama. (Marque o estado aos 1000hPa, aos 850hPa e aos 700 hPa e una por segmentos de recta). (b) Considere o processo de mistura vertical dessa camada. Estime o estado final. No caso de existir formação de uma nuvem, indique a base da nuvem e a distribuição vertical de água líquida.

(a) Estado inicial. Curva (p, T) coincide com a isotérmica dos 16°C (linha laranja). Dado que $RH = e/e^{sat}$ e $e^{sat}(T)$ (função exclusiva da temperatura, cf. diagrama de fases), tem-se que $e^{sat} = const = e_{1000}^{sat}$. Logo, $e = const = e_{1000}$. Logo $T_d = const = T_{d1000}$. Cálculo de T_{d1000} : Da Tabela 2-3 retira-se $e^{sat}(16^\circ\text{C}) = 1816 \text{ Pa}$, logo $e = RH \times e^{sat} \approx 1453 \text{ Pa}$. Voltando à Tabela 2-3, estima-se $T_{d1000} \approx 12.5^\circ\text{C}$. A linha (p, T_d) está marcada a amarelo.

(b) A mistura dá-se conservando r e θ . Após a mistura, mas antes da condensação, teremos $r = \bar{r} = const$, $\theta = \bar{\theta} = const$. Para uma camada pouco espessa poderíamos calcular os valores médios

(\bar{r} e $\bar{\theta}$) fazendo a média aritmética entre a base e o topo. Como a camada tem 300 hPa de espessura, e nos é explicitamente pedido, vamos fazer as contas dividindo-a em duas camadas com a mesma massa ([1000,850] e [850,700]). A tabela abaixo indica as várias etapas do cálculo.

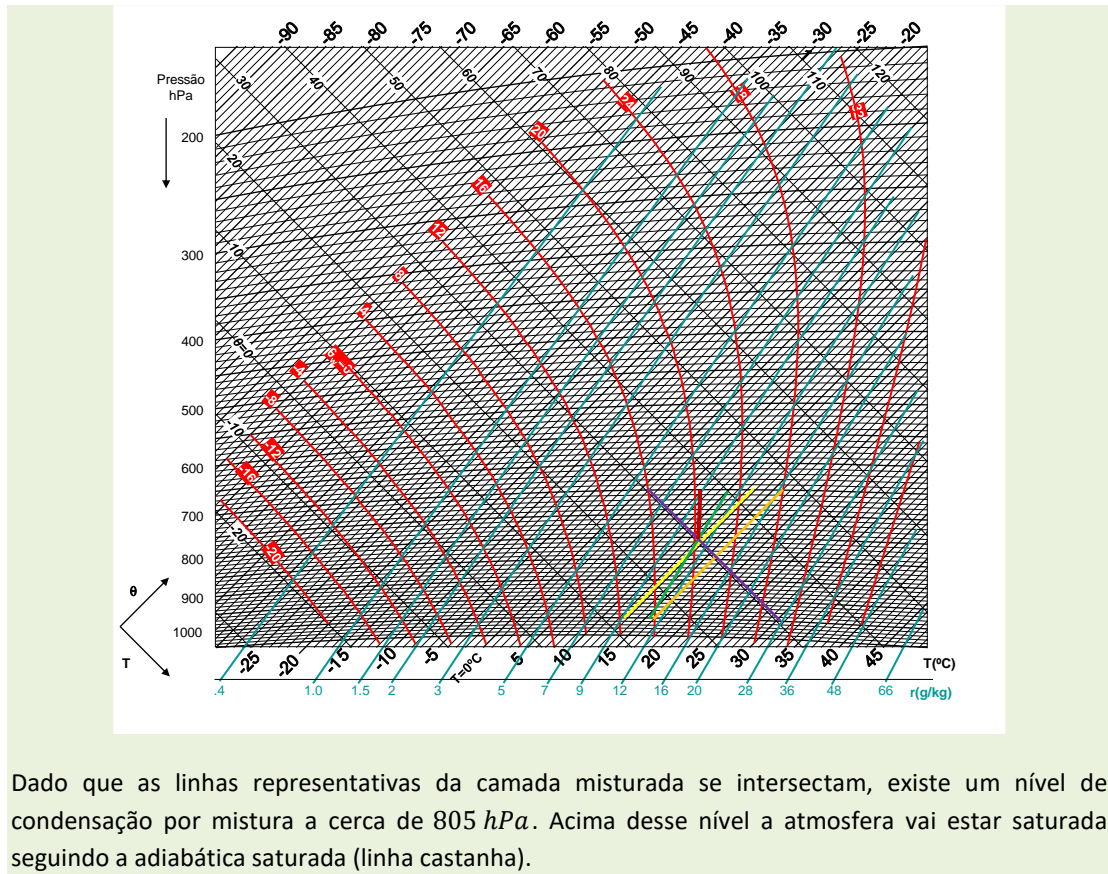
Pressão	$T_{inicial}$	$\theta_{inicial}$	θ_{final}	$e_{inicial}$	$r_{inicial}$	r_{final}
		$\theta = T \left(\frac{p}{p_{00}} \right)^{-\kappa}$	$\theta = \bar{\theta}$		$r = \frac{\varepsilon e}{p}$	$r = \bar{r}$
1000	16	16.0	30.6	1453	9.0	10.8
850	16	29.7	30.6	1453	10.6	10.8
700	16	47.0	30.6	1453	12.9	10.8
Obs	É preciso converter em kelvin antes de fazer as contas. No fim converte-se em celsius.					

No cálculo de $\bar{\theta}$ e \bar{r} , deve notar-se que fazendo a média aritmética $\frac{base+topo}{2}$ em cada camada se obtém, para o caso de 2 camadas (3 níveis):

$$\bar{r} = \frac{r_{1000} + 2 \times r_{850} + r_{700}}{4}$$

e uma fórmula idêntica para $\bar{\theta}$.

A marcação das curvas finais exige a localização das linhas $r = 10.8 \text{ g/kg}$ e $\theta = 30.6^\circ\text{C}$. Para marcar a primeira (verde), nota-se que aos 1000 hPa se terá $e_{1000} = 1737 (= \frac{pr}{\varepsilon})$, pelo que (Tabela 2-3) $T_d \approx 15.3^\circ\text{C}$. Para marcar a segunda (roxa) nota-se que aos 1000 hPa, por definição, $\theta = T$.



Palavras chave

Adiábica seca
 Adiábica saturada
 Base da nuvem
 Compressão adiabática
 Constante de Poisson
 Diagrama de Carnot
 Diagrama de Clapeyron
 Diagrama equivalente
 Efeito de föhn
 Entropia do ar seco
 Expansão adiabática
 Índice adiabático
 Lei de Poisson
 Mistura vertical
 Nível de condensação por ascensão
 Nível de condensação por mistura
 Razão de mistura de água líquida
 Subsidência
 Taxa de decréscimo da temperatura com a altitude
 Tefigrama
 Temperatura potencial
 Temperatura potencial do termómetro molhado
 Temperatura potencial equivalente

4. Estratificação e movimento vertical

Instabilidade absoluta e condicional

A importância dos processos de expansão e compressão adiabática, com implicações diretas na formação (ou inibição) de nuvens e precipitação, sugere que o movimento vertical tem uma grande relevância para a meteorologia. Apesar de a estrutura vertical da atmosfera, no que se refere à composição, indicar que existe mistura vertical nos primeiros 100 km (região da Homosfera), o movimento vertical é, em geral, inibido pela **estratificação atmosférica**, conceito a explorar neste capítulo. Localmente, no entanto, a estratificação pode não existir, ou ser vencida por diferentes tipos de forçamento.

Para compreender o conceito de estratificação, vamos começar por lembrar o conceito de estabilidade no equilíbrio mecânico. A Figura 4-1 mostra uma esfera em equilíbrio sobre uma superfície, num campo gravítico. Em cada uma das figuras do painel, a esfera em equilíbrio é representada pelo círculo cheio (roxo). Nessa posição, a esfera é atuada por duas forças externas simétricas: o seu peso e a força de reação da superfície. Em cada um dos casos (a-d) tem-se, nessa posição:

$$\sum_k \vec{F}_k = \vec{P} + \vec{R} = 0 \quad (4-1)$$

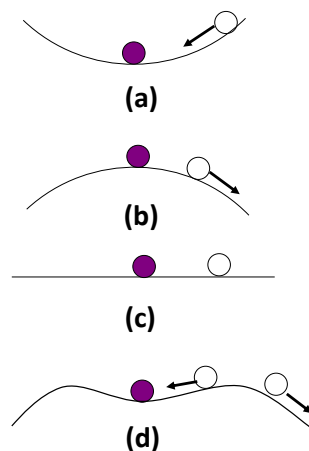


Figura 4-1 – Equilíbrio mecânico: (a) estável, (b) instável, (c) neutro, (d) metastável.

A equação (4-1) define a condição de equilíbrio estático de um ponto material, sendo satisfeita em todos os casos considerados na Figura 4-1, quando a esfera se encontra na posição central. Apesar de todos esses casos serem de equilíbrio, é claro que o seu equilíbrio tem diferente natureza. Assim, se perturbarmos a esfera no caso (a), deslocando-a ligeiramente da sua posição de equilíbrio (esfera vazia), a condição (4-1)

deixa de ser satisfeita, passando a existir uma força resultante não nula (representada pela seta), o que de acordo com a segunda lei de Newton

$$\sum_k \vec{F}_k = m \vec{a} \quad (4-2)$$

implica a existência de uma aceleração, no mesmo sentido e com intensidade proporcional à força resultante. No caso da Figura 4-1(a) a força resultante acelerará a esfera de volta ao ponto de equilíbrio. Por razões óbvias, designamos o equilíbrio (a) como **equilíbrio estável**. Por razões semelhantes, designamos a situação (b) como de **equilíbrio instável** e a situação (c) como de **equilíbrio neutro** ou indiferente. A situação (d) é um pouco mais complexa: o equilíbrio é estável para pequenas perturbações, mas instável para perturbações de maior intensidade, sendo designado por **equilíbrio metastável**.

As quatro situações descritas na Figura 4-1 são todas relevantes na atmosfera. Neste capítulo, vamos explorar as consequências do equilíbrio estático para o movimento vertical, discutindo o movimento na atmosfera como análogo ao movimento de uma partícula material, i.e. vamos admitir que (1) uma “partícula de ar”, ou, por outras palavras, um “elemento de volume de ar”, se pode deslocar entre dois níveis **sem perturbar** o resto da atmosfera. Vamos ainda aceitar duas hipóteses adicionais: (2) como o ar é muito mau condutor de calor, o movimento da partícula é **adiabático**; (3) a pressão da partícula em movimento **ajusta-se instantaneamente à pressão** atmosférica no nível para o qual se deslocou. As três hipóteses referidas constituem a base do “**método da partícula**” no estudo da estabilidade atmosférica.

Na direção vertical, uma partícula de ar em repouso está sujeita a duas forças externas (cf. Figura 1-4): o peso e a impulsão, sendo a resultante designada por flutuação. Dada a equação de estado (1-11), sendo a partícula e o meio envolvente constituídos pelo mesmo material (ar húmido), à mesma pressão, a diferença entre o peso e a impulsão depende da diferença entre as suas temperaturas virtuais. De facto podemos escrever, a partir de (1-11),

$$\rho = \frac{p}{R_d T_v} \quad (4-3)$$

Assim, a flutuação sobre um elemento de volume V pode escrever-se (lei de Arquimedes):

$$F = I - P = \rho_{\text{meio}} V g - \rho_{\text{partícula}} V g \quad (4-4)$$

Ou por unidade de massa:

$$b = \frac{F}{m_{\text{partícula}}} = \frac{\rho_{\text{meio}} V g - \rho_{\text{partícula}} V g}{\rho_{\text{partícula}} V} = \frac{\rho_{\text{meio}} - \rho_{\text{partícula}}}{\rho_{\text{partícula}}} g \quad (4-5)$$

Ou ainda, utilizando a equação de estado na forma (4-3) e notando que o meio e a partícula se encontram à mesma pressão:

$$b = \frac{T_{vpart} - T_{vmeio}}{T_{vmeio}} g \quad (4-6)$$

Vamos começar por considerar o caso, mais simples, da atmosfera seca. Nesse caso, a partícula de ar vai seguir um processo adiabático seco, decrescendo a sua temperatura a uma taxa constante de cerca de $10K km^{-1}$ (cf. (3-15)). A Figura 4-2 descreve, na linha a negro, o processo adiabático seco num diagrama (T, z) . As duas linhas coloridas A e B representam dois possíveis perfis atmosféricos. Na figura, o eixo das ordenadas representa o deslocamento vertical, z , da partícula. Em $z = 0$ as três linhas encontram-se, pois nesse ponto a partícula faz parte do meio. Vamos considerar que o perfil do meio segue a curva (A). Nesse caso se a partícula for perturbada para cima (seguindo a curva adiabática seca) vai tornar-se mais fria que o meio envolvente (cuja temperatura segue a curva A), portanto mais densa, sendo claro que a flutuação será negativa; se a partícula for perturbada para baixo vai tornar-se mais quente que o meio envolvente, portanto menos densa, sendo claro que a flutuação será positiva. Para ambas as perturbações, a força resultante tende a trazer a partícula de volta para o ponto de equilíbrio ($\delta z = 0$), sendo o perfil classificado como estaticamente estável. Seguindo o mesmo raciocínio conclui-se que o perfil (B) é estaticamente instável. Neste caso, se a partícula for perturbada para cima (com a variação de temperatura naturalmente também dada pela curva adiabática seca) vai tornar-se mais quente que o meio envolvente (com a variação de temperatura dada pela curva B), portanto menos densa, sendo claro que a flutuação será positiva. Se o perfil atmosférico coincidissem com o processo adiabático seco, a atmosfera seria estaticamente neutra.

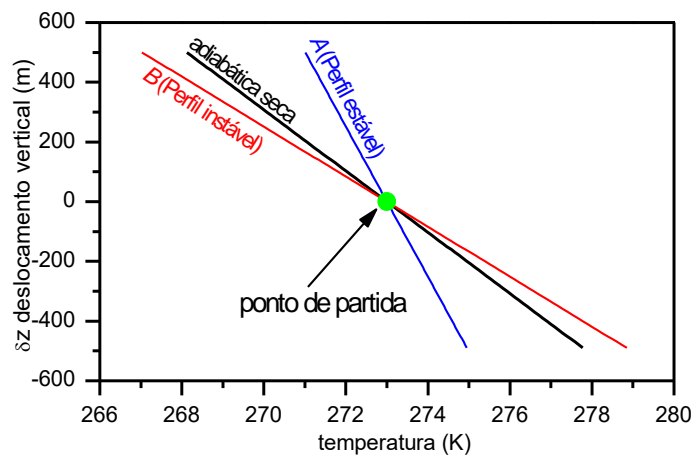


Figura 4-2 – Estabilidade estática na atmosfera seca, em termos do perfil da temperatura.

A estratificação da atmosfera seca pode também ser analisada em função do perfil vertical da temperatura potencial (θ). A Figura 4-3 tem a mesma informação da Figura 4-2, substituindo a temperatura pela temperatura potencial. No diagrama (θ, z) , o processo adiabático seco é representado pela recta $\theta = 0$ (linha preta), um perfil estável é dado pela condição $\frac{\partial \theta}{\partial z} > 0$ (a temperatura potencial cresce com a altitude) e um perfil instável pela condição simétrica $\left(\frac{\partial \theta}{\partial z} < 0\right)$.

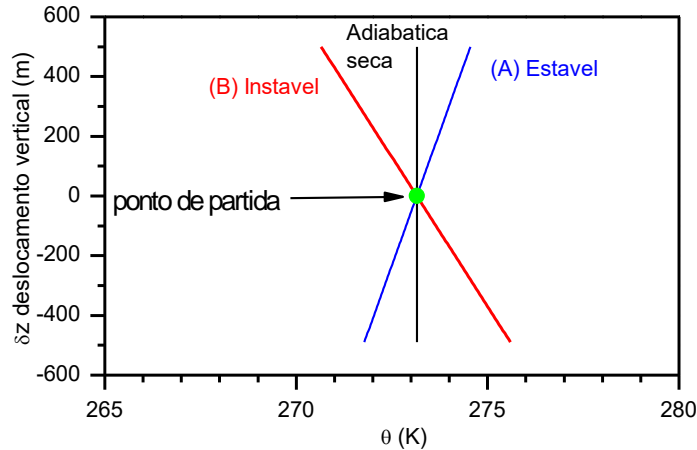


Figura 4-3 – Estabilidade estática na atmosfera seca, em termos do perfil da temperatura potencial.

As variações observadas da temperatura (i.e. a derivada $\frac{\partial T}{\partial z}$) e da temperatura potencial ($\frac{\partial \theta}{\partial z}$) são designadas por **gradiente vertical** da temperatura e da temperatura potencial, respetivamente. A análise de estabilidade da atmosfera seca faz-se comparando o gradiente vertical de temperatura com a taxa de variação da temperatura num processo adiabático (designada em inglês por *lapse rate*). A partir do gradiente vertical da temperatura potencial pode definir-se um importante parâmetro de estabilidade atmosférica, designado por **frequência de Brunt-Väisälä**:

$$N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (4-7)$$

A condição de estabilidade estática na atmosfera seca pode assim ser dada pelas seguintes condições, equivalentes entre si:

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial T}{\partial z} < \frac{g}{c_p} \left(= -\left(\frac{dT}{dz}\right)_{\text{adiabático}} \right) \\ \frac{\partial \theta}{\partial z} > 0 \\ N^2 > 0 \end{array} \right. \quad (4-8)$$

Pode mostrar-se que:

$$N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{g}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right) \quad (4-9)$$

Exercício 4-1. Na troposfera a temperatura decresce, em média, $6.5^\circ\text{C}/\text{km}$. Caracterize a troposfera média quanto à estabilidade estática. Admita que aos 1500 m a temperatura vale 0°C e

a pressão vale 850 hPa. Estime a frequência de Brunt-Väisälä e o gradiente da temperatura potencial entre os 1000 e os 2000 m.

Dado que $\frac{\partial T}{\partial z} = -6.5 \frac{K}{km}$ e $\frac{g}{c_p} \approx 10 \frac{K}{km}$, é satisfeita a condição (4-8)a, i.e. a troposfera média é estaticamente estável para processos secos.

Utilizando a expressão (4-9), pode estimar-se:

$$N^2 = \frac{g}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right) \approx \frac{9.8}{273.15} (-6.5 \times 10^{-3} + 10 \times 10^{-3}) \approx 1.26 \times 10^{-4} s^{-2}$$

Logo $N \approx 0.0112 s^{-1}$. (Notar a conversão para SI de todos os valores, notar que o valor de T corresponde ao seu valor no centro da camada)

O gradiente da temperatura potencial estima-se a partir da definição:

$$N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \Rightarrow \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\theta}{g} N^2$$

Tem-se $\theta_{1500m} = T \left(\frac{p}{p_{00}} \right)^{-\kappa} \approx 273.15 \times \left(\frac{850}{1000} \right)^{-R_d/c_p} \approx 286K$. Logo $\frac{\partial \theta}{\partial z} \approx 3.7 \times 10^{-3} K m^{-1}$

(a temperatura potencial cresce cerca de 3.7 graus por km).

No caso da atmosfera húmida a análise da estabilidade estática é um pouco mais complicada porque o movimento vertical da partícula perturbada seguirá a linha adiabática seca, no caso de o ar não estar saturado, mas seguirá a adiabática saturada se se verificar a saturação. Por outro lado, a adiabática saturada é uma curva (e não uma recta) no espaço (T, z) . Na vizinhança do ponto de equilíbrio ($\delta z = 0$), podemos aproximar a adiabática saturada por uma recta, cujo declive vai depender da temperatura e da pressão nesse ponto, conforme mostra a Figura 4-4 (cf. Tabela 3-1).

Como no caso da atmosfera húmida temos dois processos alternativos a seguir pela partícula perturbada, os processos adiabático seco e saturado, existem agora três regiões no que se refere à estabilidade estática (Figura 4-4): (A) se a temperatura atmosférica decrescer com a altitude menos rapidamente que a do processo adiabático saturado, a atmosfera é **absolutamente estável**; (B) se a temperatura atmosférica decrescer mais rapidamente que a do processo adiabático seco, a atmosfera é **absolutamente instável**; (C) no caso intermédio, a atmosfera é **condicionalmente instável**, i.e. será estável se atmosfera não estiver saturada e instável, caso contrário. É claro que é mais frequente a observação de perfis condicionalmente instáveis que absolutamente instáveis, pelo que a instabilidade condicional constitui uma condição importante para a ocorrência de convecção e precipitação.

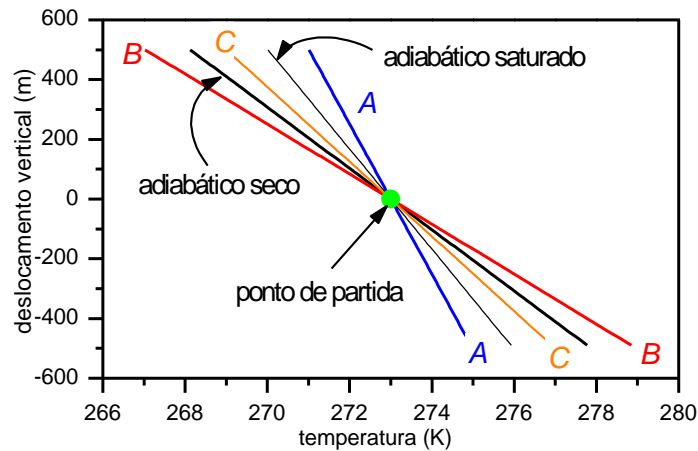


Figura 4-4 – Instabilidade condicional (perfil C). Estabilidade absoluta (perfil A), Instabilidade absoluta (perfil B).

O tefigrama é o diagrama ideal para a caracterização da estabilidade atmosférica, uma vez que ele inclui o traçado rigoroso das adiabáticas secas e saturadas. No Exercício 4-2 exemplifica-se a sua utilização.

Exercício 4-2. Classifique as diferentes camadas da sondagem seguinte quanto à estabilidade estática.

P	1010	950	850	700	500	400
T	11	4	-4	-18	-35	-36
Td	5	3	-10	-26	-50	-55

Vamos utilizar o tefigrama. Para a classificação da estabilidade estática só é relevante a curva (p, T) (linha azul).

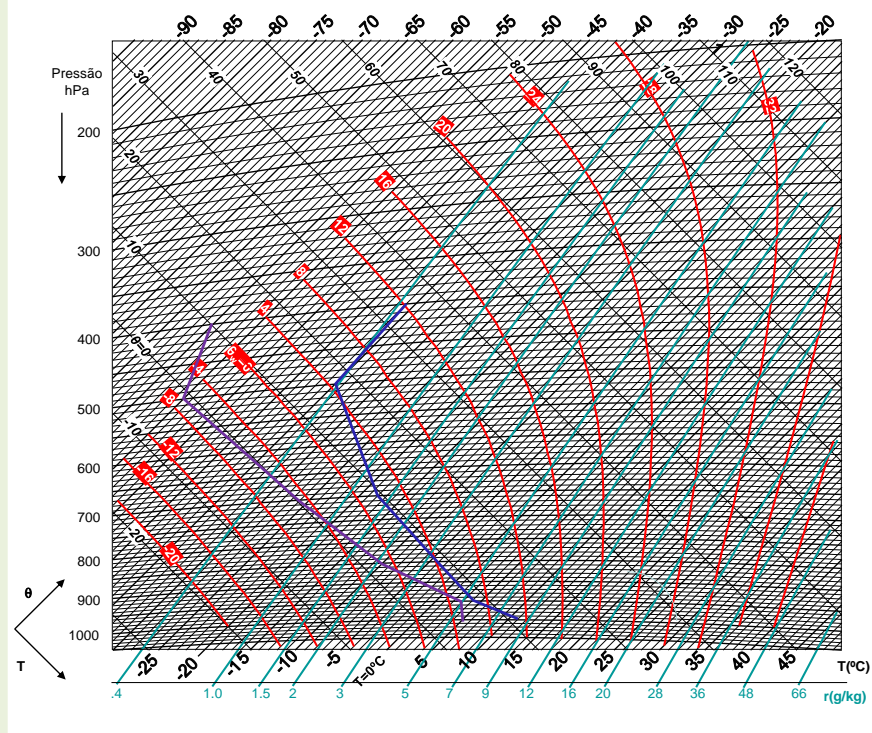
Camada 1010-950: absolutamente instável, o seu gradiente vertical de temperatura é superior à taxa de arrefecimento do processo adiabático seco (logo também naturalmente superior à taxa de arrefecimento do processo adiabático saturado). No tefigrama o segmento (p, T) faz um ângulo com a linha adiabática seca no sentido anti-horário.

Camada 950-850: condicionalmente instável, o segmento (p, T) está entre a adiabática seca e a adiabática saturada.

Camada 850-700: condicionalmente instável.

Camada 700-500: absolutamente estável, o seu gradiente vertical de temperatura é inferior à taxa de arrefecimento do processo adiabático saturado (logo também naturalmente inferior à taxa de arrefecimento do processo adiabático seco). No tefigrama, o segmento (p, T) faz um ângulo com a linha adiabática saturada no sentido horário.

Camada 500-400: absolutamente estável.



Movimento vertical

Quando a atmosfera é estaticamente estável a força de flutuação opõe-se ao movimento vertical. Isso quer dizer que, nesse caso, a flutuação funciona como uma **força restauradora** em relação a perturbações verticais do escoamento. Na presença de perturbações, por exemplo de movimentos verticais induzidos por obstáculos topográficos ou por convecção em camadas inferiores, a atmosfera vai comportar-se como um oscilador, dando origem a ondas designadas por **ondas gravíticas internas**. Caso contrário, i.e. se a atmosfera for estaticamente instável, qualquer perturbação vertical será prontamente amplificada pela flutuação, dando origem a **convecção**.

No caso de um deslocamento vertical em que a força resultante é a flutuação, a lei de Newton (4-2), pode ser escrita com recurso a (4-6), na forma:

$$a = \frac{dw}{dt} = b = \frac{T_{vpart} - T_{vmeio}}{T_{vmeio}} g \quad (4-10)$$

Se se considerar um meio com um perfil $T_{vmeio}(z)$, e se perturbar a partícula no ponto $z = 0$, deslocando-a para cima ($z > 0$) ou para baixo ($z < 0$), será:

$$\begin{cases} T_{v_{part}}(z) = T_{v_0} + \left(\frac{dT_v}{dz}\right)_{adiab} z \\ T_{v_{meio}}(z) = T_{v_0} + \left(\frac{\partial T_v}{\partial z}\right)_{meio} z \end{cases} \quad (4-11)$$

i.e., a temperatura da partícula evolui seguindo o processo adiabático (seco ou saturado, conforme o caso) enquanto a temperatura do meio segue o gradiente observado. Se a partícula não estiver saturada, e desprezarmos o efeito da humidade na densidade, tem-se $\left(\frac{dT}{dz}\right)_{adiab} = -\frac{g}{c_p}$, e:

$$\frac{dw}{dt} = \frac{d^2z}{dt^2} = \frac{\left(T_{v_0} - \frac{g}{c_p} z\right) - \left(T_{v_0} + \frac{\partial T}{\partial z} z\right)}{T} g = -\frac{g}{T} \left(\frac{g}{c_p} - \frac{\partial T}{\partial z}\right) z \quad (4-12)$$

ou ainda

$$\frac{d^2z}{dt^2} + N^2 z = 0 \quad (4-13)$$

Se $N^2 > 0$, a equação (4-13) descreve um **oscilador harmónico** de frequência angular N , com a solução:

$$z = A \cos(Nt + \phi) \quad (4-14)$$

de amplitude A e fase inicial ϕ a serem determinadas pelas condições iniciais (posição inicial e velocidade inicial da partícula perturbada). Se $N^2 < 0$, a equação terá uma solução exponencial, isto é a velocidade vertical cresce exponencialmente com t (também com 2 constantes de integração a determinar pelas condições iniciais):

$$z = A \exp(Nt) + B \exp(-Nt) \quad (4-15)$$

Neste caso, deve salientar-se que a partícula se afastará rapidamente do seu ponto de partida, deixando de ser válidas as aproximações introduzidas nesta secção (nomeadamente (4-11)), sendo essencial considerar o efeito da eventual condensação do vapor de água, como se verá de seguida.

Instabilidade latente

A análise local de estabilidade estática, camada por camada, como foi descrita na secção anterior, não é suficiente para discutir as condições favoráveis para a ocorrência de convecção profunda. Em convecção profunda uma corrente ascendente vai atravessar uma sucessão de camadas atmosféricas, com diferentes valores do gradiente vertical de temperatura, pelo que o valor da flutuação aplicada a uma partícula de

ar nessa corrente ascendente não pode ser calculado de forma tão simples como anteriormente. Por outro lado, como se verá adiante, é bem possível que uma corrente ascendente seja capaz de ser iniciada numa zona da atmosfera estaticamente estável e, no entanto, atingir uma região onde recebe flutuação positiva, dando origem a convecção profunda. Estamos, nesse caso, numa situação de **equilíbrio metastável** (cf. Figura 4-1d).

A Figura 4-5 mostra, num tefigrama simplificado, um perfil atmosférico com uma instabilidade para deslocamentos profundos, designada por **instabilidade latente**. Na base do perfil, a atmosfera é condicionalmente instável, mas como não está saturada isso quer dizer que uma partícula que seja forçada a subir ficará mais fria que o meio, recebendo flutuação negativa. Essa situação verifica-se na fase inicial da ascensão. No entanto, no perfil considerado, verifica-se que a partir de um dado nível (o **nível de convecção livre**, p_{CL}) a temperatura da partícula se torna superior à temperatura do meio, recebendo flutuação positiva, mantendo-se essa situação até ser atingido o **nível de flutuação nula** (p_{FN}).

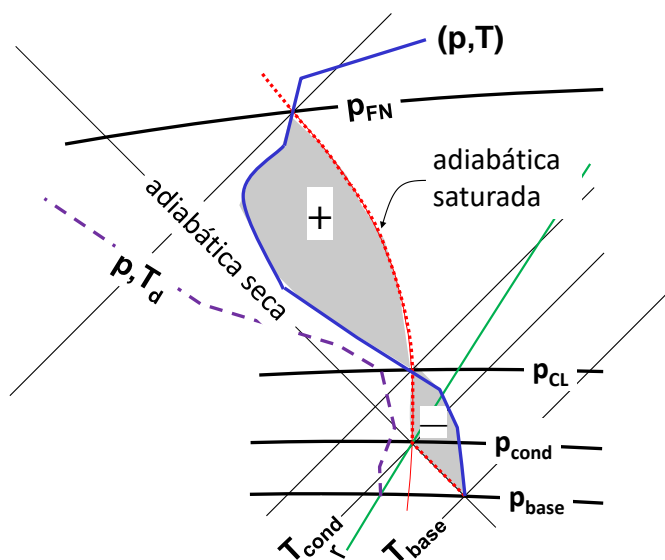


Figura 4-5 – Instabilidade latente (tefigrama). Linha pontilhada vermelha descreve a temperatura de uma partícula que ascende desde a superfície. A curva azul representa a temperatura do perfil observado (curva (p, T)).

Na situação representada na Figura 4-5, a convecção só terá lugar se existir um forçamento externo capaz de levar a corrente ascendente, contra a flutuação, até ao nível de convecção livre. Se a convecção se iniciar, vai formar-se uma nuvem de desenvolvimento vertical, com base no **nível de condensação por ascensão** (p_{cond} , na figura), e o topo um pouco acima do nível de flutuação nula.

Na secção que se segue, vamos discutir a energética da convecção na presença de instabilidade latente.

Energética: CAPE e CIN

Para a análise energética da convecção profunda vamos recorrer ao **teorema da energia cinética**, um dos corolários da 2ª lei de Newton. De acordo com o teorema, a variação da energia cinética de uma partícula de ar, num dado percurso, é igual ao trabalho da resultante das forças externas, i.e. ao trabalho da flutuação.

Devido ao facto de ser um **diagrama equivalente**, o tefigrama permite uma análise gráfica direta desse trabalho. A Figura 4-5 exemplifica a análise energética: na zona entre a superfície e o nível de convecção livre, o trabalho realizado pela flutuação é negativo sendo representado pela área “-” na figura. Entre o nível de convecção livre e o nível de flutuação nula, o trabalho da flutuação é positivo, sendo representado pela área “+” na figura. O trabalho negativo da força de flutuação é designado por **CIN (Convective INhibition)** e o trabalho positivo por **CAPE (Convective Available Potential Energy)**. CAPE e CIN têm a dimensão de uma energia específica ($J kg^{-1} \equiv m^2 s^{-2}$).

Na falta de um sistema mecânico de avaliação e áreas (um planímetro), a avaliação dos valores de CAPE e CIN num tefigrama é fácil se relembrarmos a expressão (4-6) da força de flutuação por unidade de massa. Utilizando a definição de trabalho e admitindo que a corrente ascendente é vertical, o que implica que toda a energia cinética está associada à velocidade vertical w , pode escrever-se o teorema da energia cinética para um deslocamento entre o nível z_1 e o nível z_2 :

$$\Delta \left(\frac{w^2}{2} \right) = \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} = \int_{z_1}^{z_2} \frac{T_{part} - T_{meio}}{T_{meio}} g dz \quad (4-16)$$

Aplicando ao perfil representado na Figura 4-5, podemos escrever:

$$\frac{w_{CL}^2}{2} - \frac{w_{z=0}^2}{2} = \int_0^{z_{CL}} \frac{T_{part} - T_{meio}}{T_{meio}} g dz \approx \frac{\overline{\Delta T}}{\overline{T}_{meio}} g z_{CL} = CIN \quad (4-17)$$

onde $\overline{\Delta T}$ é uma estimativa da diferença (negativa) entre a temperatura da partícula ascendente e a do meio, ao mesmo nível, \overline{T}_{meio} é uma estimativa da temperatura média da atmosfera nesse percurso (média da curva (p, T)), z_{CL} é uma estimativa da altitude do nível de convecção livre (obtida, por exemplo com a fórmula hipsométrica (1-18)).

Uma expressão idêntica, mas com resultado positivo, pode ser feita para a região com CAPE:

$$\frac{w_{FN}^2}{2} - \frac{w_{CL}^2}{2} = \int_{z_{CL}}^{z_{FN}} \frac{T_{part} - T_{meio}}{T_{meio}} g dz \approx \frac{\overline{\Delta T}}{\overline{T}_{meio}} g (z_{FN} - z_{CL}) = CAPE \quad (4-18)$$

A explicação anterior permite definir as condições necessárias para a existência de instabilidade latente:

- (1) Deve existir um nível de convecção livre, ou, equivalentemente, deve existir uma região com $CAPE > 0$;

(2) O valor da CAPE deve ser, em módulo, claramente superior ao valor da CIN.

Exercício 4-3. Num perfil atmosférico, foram estimados os seguintes valores de energia disponível: $CIN = -20 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$, $CAPE = 250 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$. Calcule a velocidade mínima que deve ser dada à corrente ascendente em $z = 0$, para viabilizar a convecção. Estime a velocidade máxima atingida na corrente ascendente.

De acordo com (4-17),

$$\frac{w_{CL}^2}{2} - \frac{w_{z=0}^2}{2} = CIN$$

A condição de viabilização da convecção pode escrever-se $w_{CL} \geq 0$. Logo a velocidade mínima em $z = 0$ corresponde ao caso $w_{CL} = 0$:

$$-\frac{w_{z=0}^2}{2} = CIN \Rightarrow w_{z=0} = \sqrt{2 \times |CIN|} \approx 6.3 \text{ m s}^{-1}$$

Utilizando (4-18), calcula-se a velocidade no nível de flutuação nula, nível em que será atingido o valor máximo da velocidade (uma vez que se despreza o efeito da mistura lateral):

$$\frac{w_{FN}^2}{2} - \frac{w_{z=0}^2}{2} = CAPE \Rightarrow w_{FN} = \sqrt{w_{z=0}^2 + 2 \times CAPE} = \sqrt{2 \times CAPE} \approx 22 \text{ m s}^{-1}$$

Exercício 4-4. Num dado instante a temperatura da atmosfera entre os 850 hPa e os 500 hPa segue a adiabática saturada $\theta_w = 8^\circ\text{C}$. Uma corrente ascendente vinda da superfície, chega aos 850 hPa saturada, à temperatura de $T = 2^\circ\text{C}$, com uma velocidade ascendente de $w = 0.1 \text{ m s}^{-1}$. Estime a CAPE da camada e a velocidade aos 500 hPa.

Entre os 850 e os 500 a corrente ascendente vai seguir uma linha adiabática saturada (aproximadamente $\theta_w \approx 9.5^\circ\text{C}$). Por leitura no tefigrama, o meio encontra-se aos $T_{meio,850} \approx 0^\circ\text{C}$ e $T_{meio,500} \approx -29.5^\circ\text{C}$. Para a corrente ascendente (vinda da superfície) tem-se $T_{part,850} \approx 2^\circ\text{C}$ e $T_{part,500} \approx -27^\circ\text{C}$. Assim pode estimar-se $\bar{T}_{meio} \approx -15^\circ\text{C} \approx 258.4\text{K}$, $\overline{\Delta T} = \frac{1}{2}(\Delta T_{850} + \Delta T_{500}) \approx 2.25\text{K}$. A espessura da camada 850-500 estima-se com recurso à fórmula hipsométrica (1-18):

$$\Delta z = R_d \frac{\bar{T}}{g} \ln \left(\frac{850}{500} \right) \approx 4.01 \text{ km}$$

Logo (4-18):

$$CAPE \approx \frac{\overline{\Delta T}}{\bar{T}} g \Delta z \approx 343 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$$

e

$$w_{500} \approx \sqrt{w_{850}^2 + 2 \times CAPE} \approx 26 \text{ m s}^{-1}$$

Comentários adicionais sobre convecção profunda

A existência de CAPE num perfil observado é uma condição necessária, mas não suficiente, para convecção profunda. De facto, na presença de um valor não nulo de CIN, a iniciação da convecção requer

um forçamento externo, que pode ser facilmente fornecido pela topografia, se ela existir, ou por processos de convergência à escala sinóptica. A convergência associada a uma perturbação frontal constitui, frequentemente, um ambiente favorável à convecção profunda. Em trovoadas de Verão, a iniciação pode ser o resultado de heterogeneidades da superfície, de origem topográfica ou outras.

A análise feita no tefigrama não entra em conta com as condições dinâmicas da convecção, diretamente ligadas ao campo da velocidade. Por outro lado, esta análise também não incorpora o efeito da mistura turbulenta que sempre ocorre na periferia de uma corrente ascendente (*entrainment*), transportando ar mais seco, e potencialmente mais frio, para o interior dessa corrente. Por essa razão, os cálculos da velocidade vertical realizados com a expressão (4-18) são aproximações por excesso, verificando-se que na maior parte das nuvens convectivas as velocidades verticais atingidas são importantes, mas têm valores mais modestos.

Exercício 4-5. Represente a seguinte sondagem no tefigrama:

P (hPa)	1000	900	700	500	400	300
T (°C)	20	15	-3	-26	-34	-35
Td(°C)	12	7	-15	-45	-55	-65

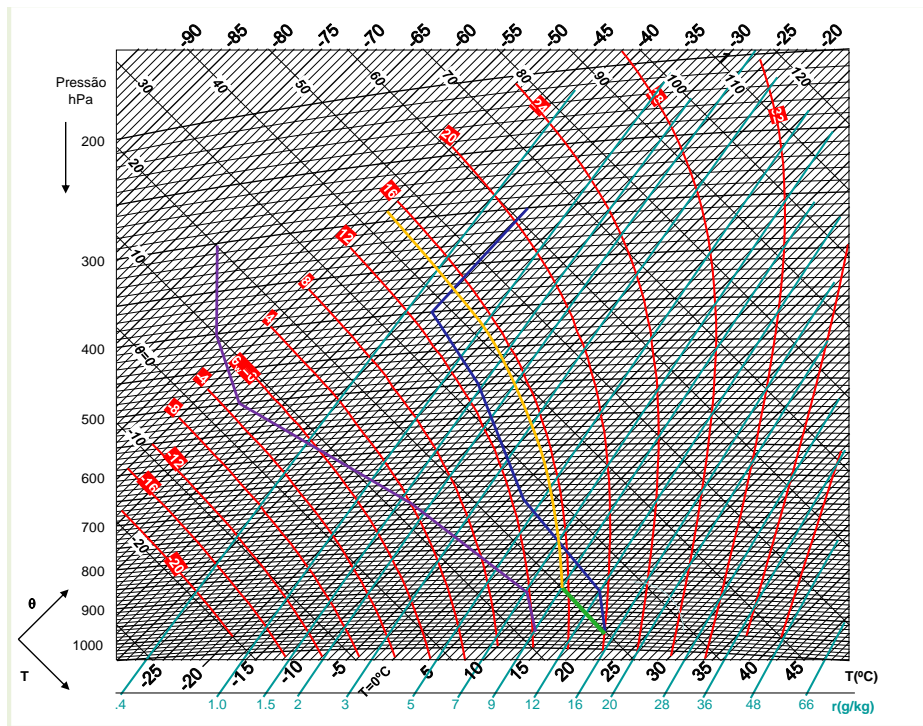
- (a) Classifique o perfil quanto à estabilidade latente, para uma ascensão a partir da superfície. Justifique. (b) Localize no tefigrama nível de condensação, nível de convecção livre, nível de flutuação nula (se existirem). (c) Admita que uma partícula de ar ascendente atinge os 700 hPa com uma velocidade vertical de 0.5 ms⁻¹. Estime a sua velocidade aos 400 hPa.**

O perfil observado foi marcado no tefigrama. Existe CAPE e CIN e tem-se que CAPE >> CIN. Logo há condições de instabilidade latente.

O nível de condensação encontra-se cerca dos 890 hPa. Existe um nível de convecção livre a cerca de 780 hPa e um nível de flutuação nula aos 375 hPa.

Entre os 700 e os 400 hPa a corrente ascendente é cerca de 3.5K mais quente que o meio envolvente. Essa camada tem uma temperatura média de cerca de $-18.5^{\circ}\text{C} \approx 254.7\text{K}$. Logo a sua espessura será

$$\Delta z \approx 287 \times \frac{254.7}{9.8} \times \ln\left(\frac{700}{400}\right) \approx 4.17\text{km} \quad , \quad \text{CAPE} \approx \frac{\Delta T}{T} g \Delta z \approx 562 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2} \quad , \quad w_{400} \approx \sqrt{w_{700}^2 + 2 \times \text{CAPE}} \approx 33.5 \text{ ms}^{-1}.$$



Instabilidade potencial

Existem formas de instabilidade atmosférica que não são explicadas pelo “método da partícula” utilizado nas secções anteriores. A Figura 4-6 é ilustrativa de um tipo de instabilidade para o movimento vertical, designada por **instabilidade potencial**. Considere a camada 1000-800 hPa representada nessa figura. De acordo com os critérios estabelecidos anteriormente, essa camada é absolutamente estável (verifique!). Imagine que essa camada sofre um processo ascensional, em bloco, por exemplo, que ela é obrigada a subir uma encosta, mantendo-se a posição relativa entre os diferentes níveis. Na ascensão a base e o topo vão seguir processos diferentes, dependendo da respetiva humidade. Tanto a base como o topo vão seguir um processo adiabático seco até ao correspondente nível de condensação e, acima desse nível, um processo adiabático saturado. Se a subida for suficientemente pronunciada, ambos os níveis vão seguir, a partir de certa altura, a linha que define a sua temperatura do termómetro molhado. Na Figura 4-6 admitiu-se uma ascensão de 500 hPa, ficando a camada, após ascensão, na zona 500-300 hPa. Nessa zona, a estabilidade estática da camada mudou qualitativamente, passando neste caso a ser de instabilidade absoluta (verifique!). Assim, o movimento vertical, em bloco, pode instabilizar uma camada.

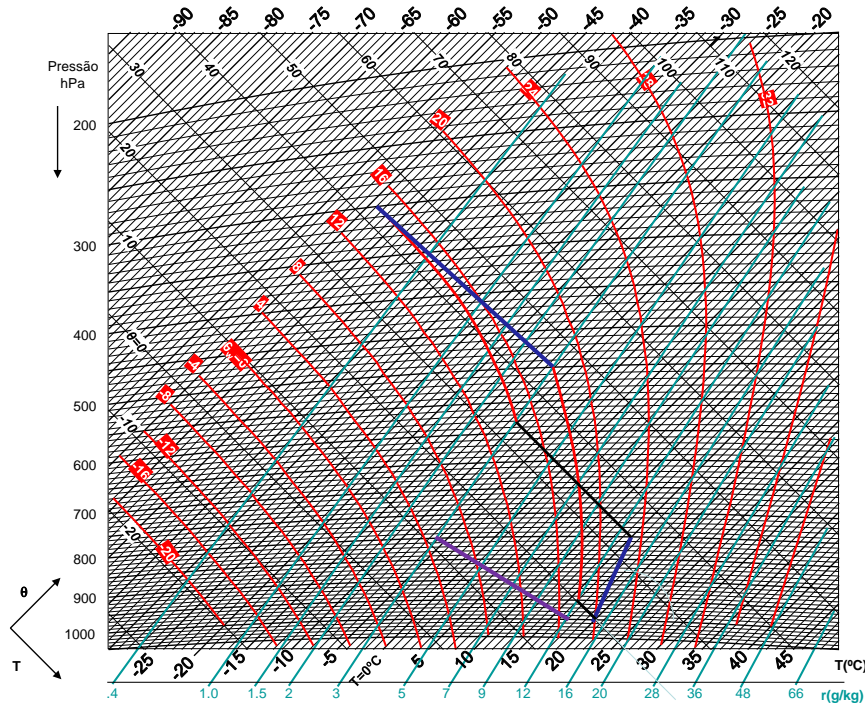


Figura 4-6 – Instabilidade potencial. Linhas azuis representam a curva de estado (p, T) antes (1000-800) e depois (500-300) da expansão adiabática. A linha roxa representa a curva de estado (p, T_d) antes da expansão.

A razão física que justifica a instabilização descrita na Figura 4-6 é o facto de a camada ser, no seu estado inicial, muito mais húmida na base que no topo, o que implica que, no processo de arrefecimento adiabático o topo vai arrefecer mais que a base, contribuindo para um gradiente vertical de temperatura mais instável. Matematicamente, diz-se que uma camada é potencialmente instável se:

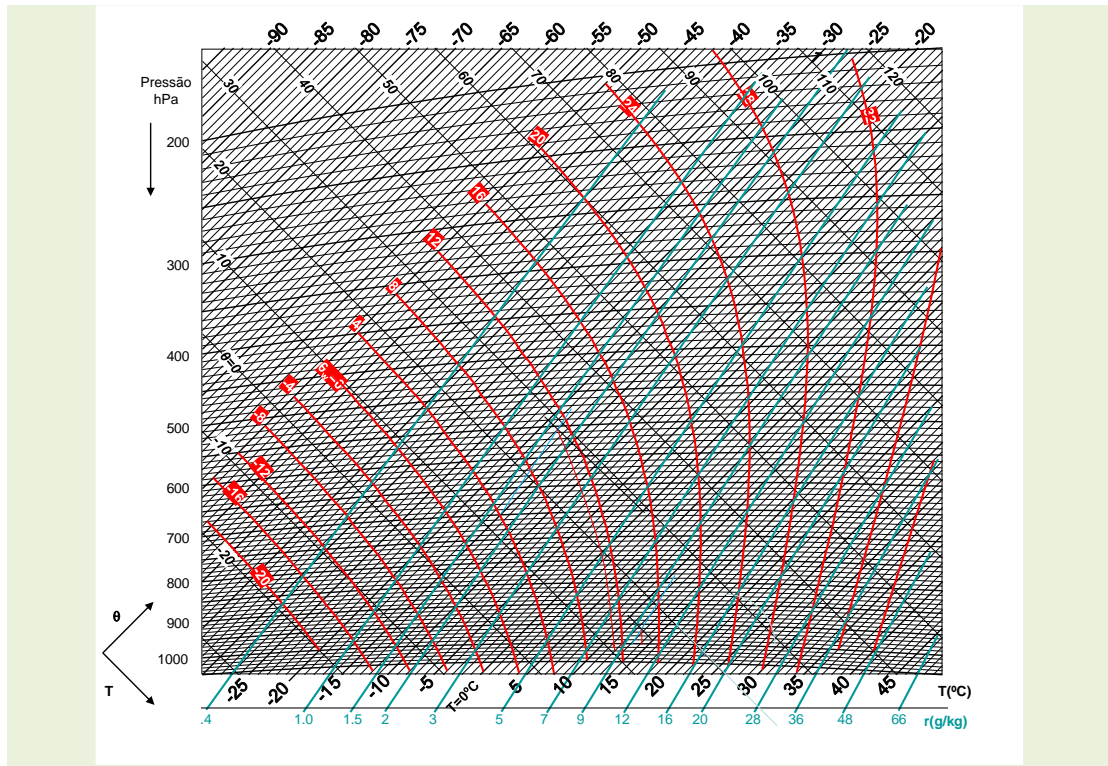
$$\frac{\partial \theta_w}{\partial z} < 0 \tag{4-19}$$

Exercício 4-6. Considere a seguinte camada:

P	1000	700
T	15	0
Td	13	-15

Caracterize-a quanto à estabilidade potencial.

Por leitura no tefigrama: $\theta_{w,1000} \approx 14^\circ\text{C}$, $\theta_{w,700} \approx 11^\circ\text{C}$. Logo, a camada é potencialmente instável.



Palavras chave

CAPE
 CIN
 Convecção profunda
 Equilíbrio estável
 Equilíbrio instável
 Equilíbrio metastável.
 Equilíbrio neutro
 Estabilidade estática
 Estratificação

Frequência de Brunt-Väisälä
 Gradiente vertical de temperatura
 Instabilidade absoluta
 Instabilidade condicional
 Instabilidade potencial

Mistura lateral (*entrainment*)
 Nível de convecção livre
 Nível de flutuação nula
 Taxa de arrefecimento ascensional (*Lapse rate*)
 Teorema da energia cinética

5. Radiação na atmosfera: conceitos básicos

Radiação eletromagnética

O planeta Terra interage com o exterior quase exclusivamente sob a forma de trocas de radiação eletromagnética. A radiação eletromagnética propaga-se à velocidade da luz (c), sendo totalmente caracterizada pelo seu comprimento de onda (λ) ou pela sua frequência (ν), relacionados por:

$$\lambda\nu = c \quad (5-1)$$

É convencional atribuir aos diferentes intervalos de comprimento de onda da radiação eletromagnética, designações desde “radiação γ (*gama*)”, para os muito pequenos comprimentos de onda (inferiores a $10 \text{ pm} = 10 \times 10^{-12} \text{ m}$), até “ondas de rádio”, para os muito grandes comprimentos de onda (acima de 0.1 m), cf. Figura 5-1. A representação da distribuição de energia radiativa em função do comprimento de onda (ou da frequência) é designada por **espectro eletromagnético**. Um pequeno intervalo do espectro eletromagnético, para comprimentos de onda compreendidos entre cerca de 390 nm e 770 nm ($1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$), corresponde à radiação visível, i.e. à luz.

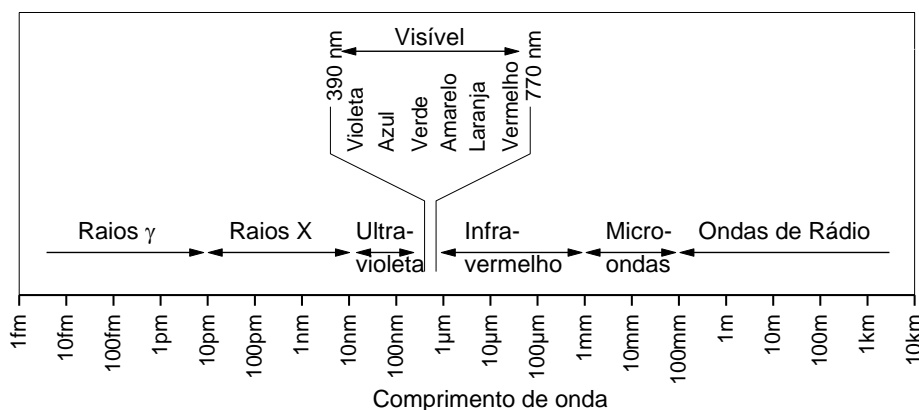


Figura 5-1 – Espectro eletromagnético

A radiação eletromagnética transporta energia. A energia transportada obedece às leis da Física Quântica, i.e. a energia é transportada em “pacotes” ou **quanta**, designados por **fotões**. A lei de Planck estabelece que a energia transportada por 1 fotão é proporcional à sua frequência:

$$W = h\nu \quad (5-2)$$

onde h é uma constante universal (**constante de Planck**). Dado que os menores comprimentos de onda correspondem às frequências mais elevadas, os fotões de pequeno comprimento de onda transportam mais energia que os de comprimentos de onda maior.

Emissão e absorção de radiação por corpos macroscópicos

Os espectros de riscas característicos dos processos de emissão e absorção por átomos ou moléculas isoladas são relevantes no espaço interplanetário e em gases rarefeitos, nomeadamente na alta atmosfera. Quando a densidade dos gases aumenta, e, por maioria de razão, em líquidos e sólidos, as interações entre as moléculas constituintes estabelecem novos modos de absorção e emissão, dando origem a **espectros contínuos de emissão e absorção**. Em princípio, tais espectros podem ser muito complexos, dependendo das características das substâncias consideradas. Num caso especial, no entanto, é possível estabelecer um resultado teórico de grande importância: o espectro de emissão do **corpo negro**.

A revolução quântica, iniciada em 1900 por Max Planck, foi necessária para explicar exatamente o comportamento radiativo do corpo negro, isto é de um corpo com a propriedade de absorver totalmente a radiação incidente sobre ele. A introdução da hipótese quântica (5-2), permitiu o estabelecimento da **lei de Planck do corpo negro**

$$B_{\lambda} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 (e^{ch/k\lambda T} - 1)} \quad (5-3)$$

relacionando a **irradiância monocromática** (B_{λ}), isto é o fluxo de radiação emitido por unidade de área do corpo negro por unidade de intervalo de comprimento de onda, com o comprimento de onda λ e a temperatura T , e com as constantes universais c (velocidade da luz no vácuo), h (constante de Planck) e k (constante de Boltzmann). A Figura 5-2 mostra a irradiância monocromática de um corpo negro, calculada por (5-3), para diferentes valores da temperatura.

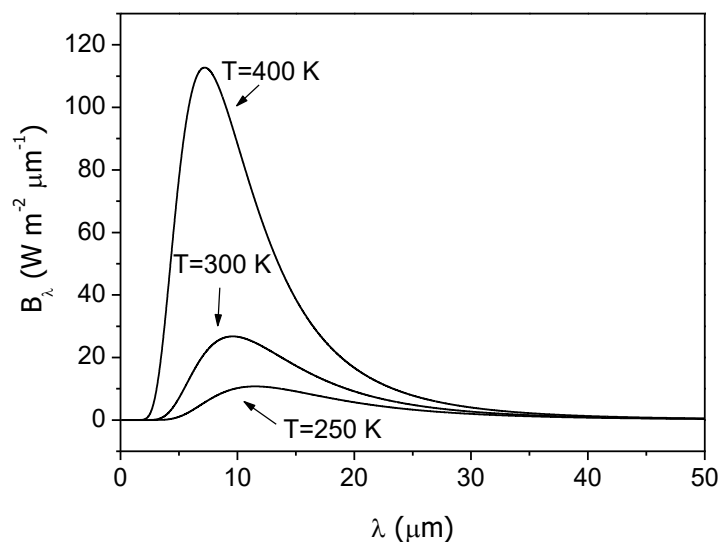


Figura 5-2 – Lei de Planck do corpo negro: espectro de emissão para diferentes valores da temperatura.

A lei de Planck do corpo negro tem duas consequências importantes, visíveis na Figura 5-2 e descobertas antes da lei de Planck. Em primeiro lugar, é fácil demonstrar que o comprimento de onda correspondente ao máximo da irradiância monocromática (o pico de cada curva na Figura 5-2) diminui com o aumento da temperatura, seguindo a **lei do deslocamento de Wien**:

$$\lambda_{max} = \frac{c_W}{T} \quad (5-4)$$

onde c_W é a **constante de Wien**.

Em segundo lugar, pode demonstrar-se que a **irradiância** total do corpo negro, isto é a área debaixo de cada curva na Figura 5-2, é proporcional à quarta potência da temperatura, seguindo a **lei de Stefan-Boltzmann**:

$$B = \int_0^{\infty} B_{\lambda} d\lambda = \sigma T^4 \quad (5-5)$$

onde σ é a constante de Stefan-Boltzmann.

Qual a relevância do modelo do corpo negro para compreensão da emissão e absorção de radiação por corpos reais? Os corpos reais não são corpos negros, o que quer dizer que não absorvem toda a radiação eletromagnética incidente sobre eles. Em geral (Figura 5-3), a radiação incidente (I_{λ}) sobre um corpo real pode ser reflectida (R_{λ}), absorvida (A_{λ}) ou, se o corpo for transparente, transmitida (T_{λ}). A condição de conservação da energia implica que:

$$I_{\lambda} = R_{\lambda} + A_{\lambda} + T_{\lambda} \quad (5-6)$$

ou ainda:

$$r_{\lambda} + a_{\lambda} + t_{\lambda} = 1 \quad (5-7)$$

onde $r_{\lambda} = R_{\lambda}/I_{\lambda}$ é a **refletividade** do corpo real, $a_{\lambda} = A_{\lambda}/I_{\lambda}$ a sua **absorvidade** e $t_{\lambda} = T_{\lambda}/I_{\lambda}$ a sua **transmissividade**.

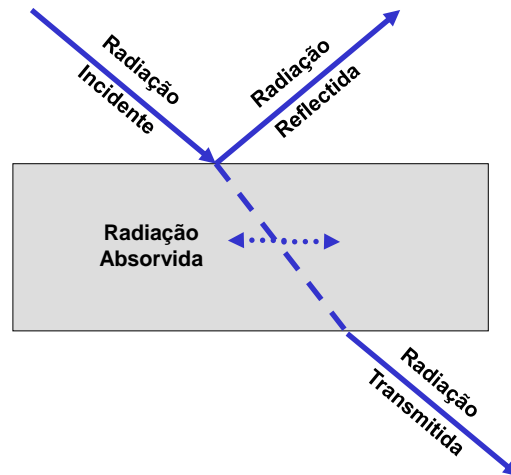


Figura 5-3 – Interação entre a radiação e um corpo real.

A refletividade, absorvidade e transmissividade constituem **propriedades óticas** de um corpo real. Por outro lado, se conhecermos a irradiância monocromática desse corpo real (E_λ) podemos definir uma nova propriedade ótica, a sua emissividade monocromática (ε_λ) como:

$$\varepsilon_\lambda = \frac{E_\lambda}{B_\lambda} \quad (5-8)$$

ou a sua **emissividade** como:

$$\varepsilon = \frac{E}{B} \quad (5-9)$$

A definição anterior implica que o corpo real satisfaz uma forma modificada da lei de Stefan-Boltzmann:

$$E = \varepsilon \sigma T^4 \quad (5-10)$$

Finalmente, é possível mostrar que a emissividade de um corpo real é igual à sua absorvidade, o que constitui **a lei de Kirchoff**:

$$a_\lambda = \varepsilon_\lambda \quad (5-11)$$

As leis de Wien e de Stefan-Boltzmann permitem caracterizar radiativamente um corpo real com base em duas “temperaturas” calculadas, a **temperatura de cor**:

$$T_{cor} = \frac{c_W}{\lambda_{max}} \quad (5-12)$$

e a **temperatura efetiva** (ou de brilho):

$$T_{efectiva} = \sqrt[4]{\frac{E}{\sigma}} \quad (5-13)$$

No caso do corpo negro tem-se $T_{cor} = T_{efectiva} = T$, tendo-se neste caso $\varepsilon_\lambda = 1$. No caso de um corpo não negro as temperaturas de cor e efetivas terão de ser calculadas por análise do espectro de emissão e serão, em geral, diferentes da temperatura propriamente dita.

Exercício 5-1. O maior pico do espectro solar (Figura 5-5) encontra-se aos 451 nm. Calcule a temperatura de cor do Sol.

Utiliza-se (5-12):

$$T_{cor} = \frac{cW}{\lambda_{max}} \approx \frac{2.898 \times 10^{-3}}{451 \times 10^{-9}} \approx 6426K$$

Grandezas da radiação

No texto anterior introduziram-se várias grandezas associadas à radiação. A lei de Planck do corpo negro (5-3) permite calcular a irradiância monocromática (do corpo negro), grandeza que mede o fluxo de radiação através de uma unidade de área do corpo, integrando as contribuições em todas as direcções espaciais do hemisfério seleccionado. A irradiância monocromática E_λ (B_λ no caso do corpo negro) é medida, em unidades SI, em $Wm^{-2}nm^{-1}$, sendo a irradiância (total), dada por (5-5), medida em Wm^{-2} .

Por vezes, interessa-nos quantificar a radiação que atravessa uma unidade de área da superfície, oriunda de uma direcção espacial determinada, caracterizada por 2 ângulos (Figura 5-4): o ângulo zenital, ψ , compreendido entre a direcção de propagação seleccionada e a vertical, e o azimute, ξ , compreendido entre a projecção horizontal da direcção seleccionada e a direcção norte. Designamos a fracção da irradiância que se propaga em cada direcção particular por **radiância** (ou por **radiância monocromática**, L_λ , quando referida a um comprimento de onda particular). A radiância é medida em $Wm^{-2}sr^{-1}$, em que sr designa a unidade de ângulo sólido do sistema SI, o esterradiano. Por definição, a irradiância é o integral hemisférico da radiância, i.e.:

$$E_\lambda = \int_{Hemisfério} L_\lambda d\omega \quad (5-14)$$

onde $d\omega$ representa o elemento de ângulo sólido.

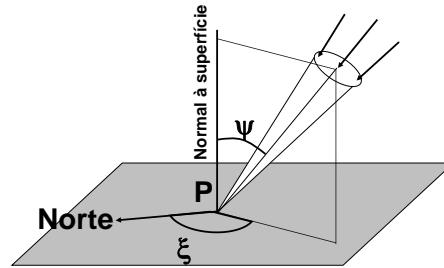


Figura 5-4 – Geometria da radiação incidente numa superfície horizontal

As grandezas que definem as propriedades óticas de corpos reais (absorvidade, refletividade, transmissividade, emissividade) são adimensionais.

Radiação solar

A quase totalidade da radiação eletromagnética que atinge a Terra é proveniente do Sol. A natureza e intensidade da radiação emitida pelo Sol devem-se à sua temperatura. No interior da estrela, onde têm lugar os processos de fusão nuclear, a temperatura estimada excede os 106 K. A radiação que chega à Terra é, no entanto, emitida essencialmente numa camada superficial do Sol, designada por Fotosfera, cuja temperatura é da ordem dos 6000 K.

A observação rigorosa da radiação emitida pelo Sol tem que ser efetuada no exterior da atmosfera da Terra, visto que a radiação que atinge a superfície do planeta já foi fortemente filtrada. Tal observação, realizada em satélites, permite caracterizar a radiação emitida pelo Sol. A Figura 5-5 mostra o espectro solar (irradiância monocromática do Sol) em condições médias, com um pico na zona do visível, estendendo-se desde o ultravioleta até ao infravermelho próximo (com a maior parte da irradiância com comprimentos de onda inferiores a $3 \mu m$).

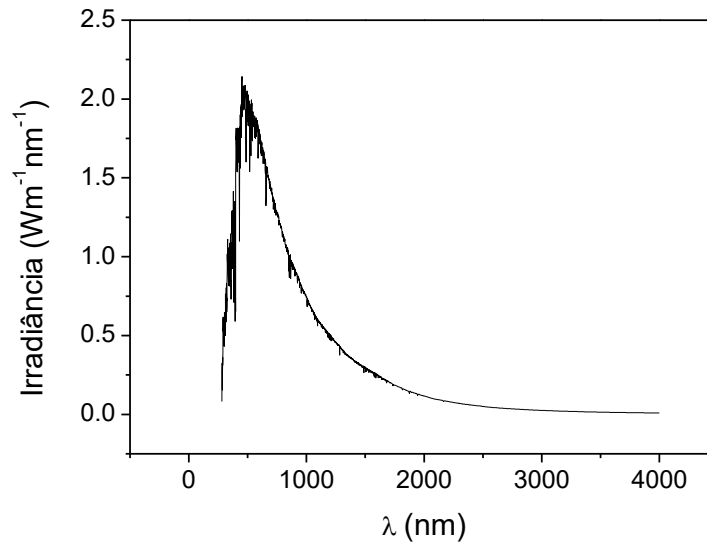


Figura 5-5 – Espectro solar (<http://rredc.nrel.gov/solar/spectra/am1.5/>)

A Figura 5-6, por sua vez, mostra a irradiância solar total (integrada para todos os comprimentos de onda), medida por um satélite terrestre, através de uma superfície perpendicular à direção de propagação dessa radiação, a uma distância do Sol igual a 1 unidade astronómica ($1 ua \approx 150 \times 10^6 km$), definida como a distância média entre os centros da Terra e do Sol. Os dados apresentados na Figura 5-6 mostram que a irradiância solar nas condições referidas, designada por **constante solar**, é próxima de $S = 1366 Wm^{-2}$, oscilando com uma amplitude de cerca de 0.1% desse valor (e.g. $1 Wm^{-2}$), com o período, de cerca de 11 anos, das manchas solares.

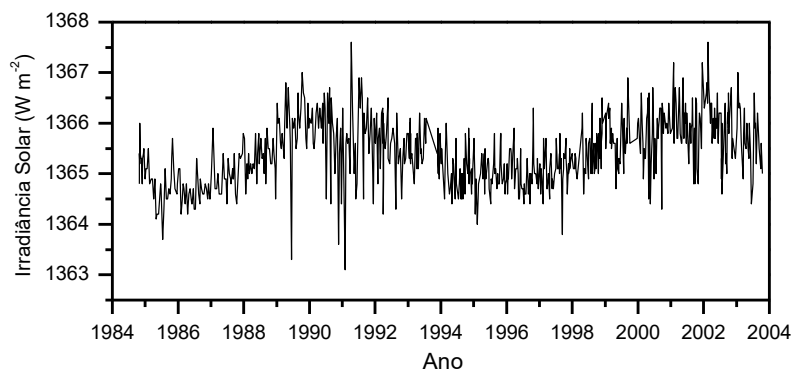


Figura 5-6 – Evolução “constante solar” ao longo do ciclo solar (dados do satélite ERBS, www.ngdc.noaa.gov).

Os dados apresentados nas figuras referidas são medidos no exterior da atmosfera da Terra a uma grande distância do Sol (1 ua). No entanto, como a densidade de matéria no espaço interplanetário é muito baixa, o espectro solar é representativo do espectro na vizinhança do Sol, sendo fácil relacionar a constante solar com a irradiância na fotosfera.

Exercício 5-2. Utilizando a condição de conservação da energia no trajeto Sol-Terra, calcule a irradiância emitida na superfície do Sol. Dados $1 ua = 1.5 \times 10^8 km$, Raio da Fotosfera $R_S \approx 7 \times 10^5 km$.

A condição de conservação de energia pode escrever-se

Potência emitida pelo Sol = Potência radiativa que atravessa a esfera concêntrica no Sol com raio de 1 unidade astronómica

Designando por E_S a irradiância emitida na superfície do Sol e por S a constante solar, obtém-se uma lei de dependência do fluxo radiativo com o inverso do quadrado da distância (ao centro do Sol):

$$4\pi R_S^2 E_S = 4\pi R_{TS}^2 S \Rightarrow E_S = S \frac{R_{TS}^2}{R_S^2}$$

Logo:

$$E_S = 1366 \times \left(\frac{150 \times 10^6}{7 \times 10^5} \right)^2 \approx 6.3 \times 10^7 Wm^{-2}$$

Exercício 5-3. Calcule a temperatura efetiva do Sol. Compare com a temperatura de cor calculada anteriormente.

Utiliza-se a expressão (5-13):

$$T_{ef} = \sqrt[4]{\frac{E_S}{\sigma}} \approx \sqrt[4]{\frac{E_S}{5.67 \times 10^{-8}}} \approx 5767K$$

A temperatura efectiva é, no caso do Sol, bastante inferior à temperatura de cor.

Equilíbrio radiativo planetário

É fácil fazer uma estimativa macro da temperatura do planeta Terra, com base em considerações de equilíbrio radiativo. Em muito boa aproximação, a Terra limita-se a interagir com o exterior sob a forma de radiação, recebendo “radiação solar” e emitindo “radiação terrestre”. A radiação solar total incidente no planeta Terra varia (pouco) ao longo do ciclo anual, devido à excentricidade da órbita. Num dado instante, a radiação incidente no topo da atmosfera varia drasticamente de local para local (i.e. depende da latitude e longitude desse local), com metade do planeta iluminado e outra metade na zona de sombra (Figura 5-7). No entanto, se considerarmos o planeta como um todo e limitarmos o nosso interesse ao seu estado médio anual, podemos aceitar que o planeta se encontra próximo do equilíbrio radiativo, o que é confirmado pelo facto de a sua temperatura média evoluir lentamente. Assim podemos escrever:

$$Potência média absorvida = Potência média emitida \quad (5-15)$$

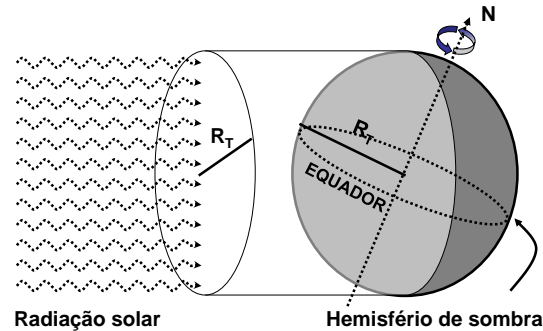


Figura 5-7 – Geometria da radiação solar incidente na Terra. (Solstício de Dezembro)

Sendo o planeta opaco (transmissividade = 0), a potência absorvida é igual à potência incidente menos a potência refletida, i.e. depende da refletividade média para a radiação solar, designada por **albedo**, α . Os 2 membros da equação (5-15) podem então ser calculados notando que a radiação incidente em cada instante é a radiação contida no cilindro com o raio da Terra R_T , enquanto a radiação emitida se distribui pela superfície esférica com o mesmo raio. Assim, tem-se:

$$(1 - \alpha)S\pi R_T^2 = E_T 4\pi R_T^2 = \sigma T_{ef,Terra}^4 4\pi R_T^2 \quad (5-16)$$

onde, na segunda igualdade, se utilizou a definição de temperatura efetiva (5-13). Sabendo que o albedo da Terra é próximo de 0.3, obtém-se uma estimativa da temperatura efetiva do planeta;

$$T_{ef,Terra} = \sqrt[4]{\frac{S(1 - \alpha)}{4\sigma}} \approx 255 \text{ K} \approx -18^\circ\text{C} \quad (5-17)$$

O valor obtido para a temperatura efetiva é muito inferior ao valor da temperatura média do ar junto da superfície, cujo valor é próximo dos 15°C . A diferença entre estes dois valores ($T_{sup} - T_{ef} \approx +33^\circ\text{C}$) constitui a estimativa mais simples do **efeito de estufa** da atmosfera terrestre.

Exercício 5-4. Estime a variação da irradiância solar (através de uma superfície perpendicular à direção de propagação) entre o periélio e o afélio. Dados aproximados: distância Terra-Sol no periélio $147 \times 10^6 \text{ km}$, no afélio $152 \times 10^6 \text{ km}$, $1 \text{ ua} \approx 150 \times 10^6 \text{ km}$. Ver a solução do exercício 5-2.

A constante solar refere-se à distância média (1ua). Por conservação de energia tem-se:

$$S(150 \times 10^6)^2 = S_{af}(152 \times 10^6)^2 = S_{per}(147 \times 10^6)^2$$

Logo

$$S_{af} \approx S \left(\frac{150}{152}\right)^2 \approx 0.97S \approx 1330 \text{ W m}^{-2}, \quad S_{per} \approx S \left(\frac{150}{147}\right)^2 \approx 1.04S \approx 1442 \text{ W m}^{-2}$$

i.e. a constante solar varia cerca de entre -3% e +4% do seu valor médio.

Transferência de radiação através da atmosfera

A atmosfera interage com a radiação por 3 processos fundamentais: emissão, absorção e dispersão. Cada um destes processos depende do comprimento de onda da radiação. Esta foi emitida pelo Sol, maioritariamente pela Fotosfera a cerca de 6000 K, ou por substâncias terrestres (na superfície ou na atmosfera) com temperaturas muito mais baixas (tipicamente abaixo dos 300 K). A grande diferença entre as temperaturas das fontes de radiação implica uma quase total **separação espectral** dos respetivos espectros de emissão, como é mostrado na Figura 5-8, justificando a análise dos fluxos radiativos em 2 componentes independentes: a radiação solar ($\lambda < 3\mu\text{m}$) e a **radiação terrestre** ($\lambda > 3\mu\text{m}$).

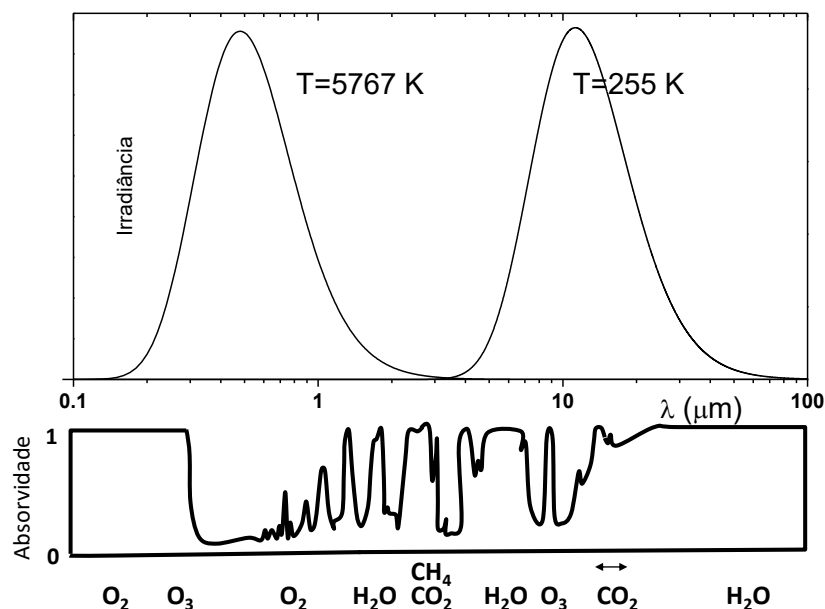


Figura 5-8 – Em cima: Espectro do corpo negro às temperaturas efetivas da fotosfera solar e da Terra (normalizado, notar a escala logarítmica dos comprimentos de onda). Em baixo: absorvidade da atmosfera terrestre em céu limpo.

O processo de absorção é descrito pelo coeficiente de absorvidade, definido anteriormente. Uma caracterização muito simplificada, mas importante, da transferência radiativa consiste na discussão da absorvidade total da atmosfera, em céu limpo, descrita no painel inferior da Figura 5-8. A absorvidade atmosférica é praticamente total ($a_\lambda \approx 1$) na zona dos muito pequenos comprimentos de onda, correspondente à radiação γ , X e ultravioleta. É novamente quase total na zona dos maiores comprimentos de onda ($\lambda > 30\mu\text{m}$). Na zona intermédia, a absorvidade é muito variável. Na região de maior intensidade do fluxo solar, correspondente à luz visível, a absorvidade atmosférica é baixa, indicando que a atmosfera é quase transparente. Na zona de máximo do fluxo de radiação terrestre, a absorvidade é mais relevante, apesar de ser menor que em zonas adjacentes do espectro.

Na Figura 5-8 é indicado, em cada zona do espectro de absorvidade, o composto atmosférico responsável pelo processo de absorção de radiação nessa banda de comprimentos de onda. Na zona dos pequenos

comprimentos de onda, a absorção deve-se essencialmente ao oxigénio (O_2) e ao ozono (O_3) e está associada a processos de fotodissociação dessas moléculas (com produção de oxigénio atómico (O), processos responsáveis pela existência da Termosfera e da Estratosfera, respetivamente. Na zona do infravermelho solar ($0.8\mu m < \lambda < 3\mu m$) e terrestre ($\lambda > 3\mu m$) a absorção deve-se quase exclusivamente à ação de gases muito pouco abundantes, como o vapor de água (H_2O), o dióxido de carbono (CO_2), o metano (CH_4) e, de novo, o ozono. No seu conjunto, os gases capazes de absorver (e, por força da lei de Kirchoff, de emitir) radiação infravermelha, são designados por **gases de estufa**.

Dispersão de radiação

Para além dos processos de absorção e emissão, a distribuição de radiação na atmosfera é condicionada pelo processo de **dispersão** (*scattering*). A dispersão consiste numa interação entre a radiação e corpúsculos materiais (moléculas, partículas, gotículas, gotas) que se traduz numa alteração da direção de propagação de fótons individuais sem trocas energéticas, i.e. sem aquecimento ou arrefecimento do ar. Devido à dispersão, parte da radiação solar que atinge a superfície é designada por **radiação difusa** propagando-se em todas as direções, e dando ao céu terrestre a forte iluminação que nos impede de observar as estrelas fora do período noturno. A fração restante da radiação, oriunda diretamente do disco solar, é designada por **radiação direta**. Em situações de Sol descoberto a maior parte da **radiação global** (direta+difusa) é constituída por radiação direta. Em situações de céu totalmente nublado (*overcast*) toda a radiação solar que atinge a superfície é difusa.

O processo de dispersão da luz é matematicamente complexo mas pode ser caracterizado em 3 regimes-tipo. Quando o comprimento da radiação dispersa é muito maior que o diâmetro das partículas dispersantes, caso da dispersão de luz visível ($\lambda \approx 0.6\mu m$) por moléculas de ar ($D \approx 1nm$), a dispersão dá-se no **regime de Rayleigh**, privilegiando fortemente os pequenos comprimentos de onda. O regime de Rayleigh explica a cor azul do céu, a cor avermelhada do Sol ao por do Sol, entre outros efeitos.

Quando o comprimento de onda da radiação dispersa é muito menor que o diâmetro das partículas dispersantes, caso da dispersão de luz visível por gotas de chuva ($D \approx 1mm$), a dispersão dá-se no regime da **ótica geométrica**, com refração dos raios de luz na transição entre meios transparentes e consequente separação espectral. Este processo explica inúmeros efeitos óticos na atmosfera, nomeadamente o arco-íris.

Finalmente, quando o comprimento de onda da radiação dispersa é comparável com o diâmetro das partículas dispersantes, caso das gotículas de nuvens ($D \approx 1\mu m$), a dispersão dá-se no **regime de Mie**, indiferente ao comprimento de onda. Este processo explica o aspeto esbranquiçado ou acinzentado das nuvens.

Efeito de estufa

A grande diferença entre a absorvidade atmosférica para os fluxos de radiação solar e terrestre tem importantes consequências na temperatura da superfície do planeta, dando origem a um processo de aquecimento da superfície designado por **efeito de estufa**. A Figura 5-9 representa uma estufa ideal, onde

se leva ao limite as características da atmosfera na interação com a radiação solar (pequeno comprimento de onda) e terrestre (grande comprimento de onda). Nessa “estufa” a atmosfera é representada por um vidro, totalmente transparente para a radiação solar, mas capaz de absorver totalmente a radiação infravermelha emitida pelos componentes da estufa (o vidro e a superfície). A superfície inferior é um corpo negro, absorvendo toda a radiação incidente (solar ou infravermelha).

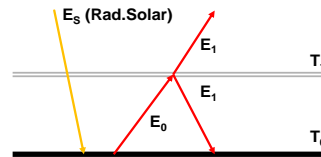


Figura 5-9 – Equilíbrio radiativo de uma estufa ideal.

Vamos designar por T_0 e T_1 as temperaturas de equilíbrio da superfície negra e do vidro, respectivamente, e por E_0 e E_1 as irradiâncias emitidas por essas superfícies. Em equilíbrio térmico, ter-se-á igualdade entre as potências absorvidas e emitidas por cada superfície, ou seja, designando por E_S a irradiância solar incidente,

$$\begin{cases} E_S + E_1 - E_0 = 0 \\ E_0 - 2E_1 = 0 \end{cases} \quad (5-18)$$

O sistema (5-18) de equações lineares é facilmente resolvido

$$\begin{cases} E_1 = E_S \\ E_0 = 2E_S \end{cases} \quad (5-19)$$

permitindo o cálculo das temperaturas de equilíbrio com recurso à lei de Stefan-Boltzmann (5-10):

$$\begin{cases} T_1 = \sqrt[4]{\frac{E_S}{\sigma}} \\ T_0 = \sqrt[4]{\frac{2E_S}{\sigma}} = \sqrt[4]{2} T_1 \approx 1.19 T_1 \end{cases} \quad (5-20)$$

onde se utilizou o facto de ambas as superfícies se comportarem como corpos negros (emissividade=absorvidade=1) na zona do espectro em que se dá a emissão de radiação. Assim, numa estufa ideal, observaríamos um aumento da temperatura da superfície de quase 20% (em kelvin). Note-se que a temperatura efetiva da estufa ideal é a temperatura do vidro, que seria a temperatura de equilíbrio da superfície negra se o vidro fosse retirado. Para a Terra, com uma temperatura efetiva de 255 K, o efeito de estufa assim calculado daria origem a um aquecimento de cerca de 50 K, bastante mais que o efeito de estufa observado (cerca de 33 K), o que é consistente com o facto de a atmosfera não ser

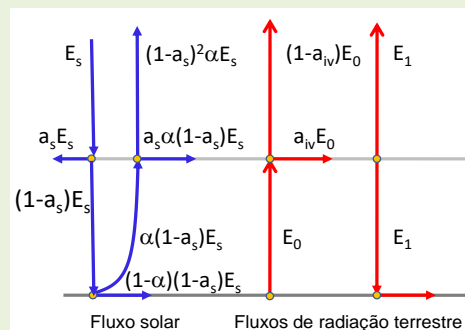
totalmente transparente para a radiação solar nem totalmente opaca para a radiação terrestre (Figura 5-8). Por outro lado a atmosfera não consiste numa única camada de gás.

É possível estabelecer modelos de efeito de estufa suficientemente simples para um tratamento analítico rápido, mas mais realistas. O exercício seguinte exemplifica procedimentos que podem ser tomados para incorporar parâmetros mais realistas, numa atmosfera só com uma camada (isotérmica). A representação de atmosferas multicamadas, permitindo um gradiente vertical de temperatura, é mais complexa mas possível.

Exercício 5-5. Um planeta encontra-se numa zona do espaço sujeita a uma irradiância solar de 1366 Wm^{-2} , com um espectro essencialmente no visível (condições terrestres). O planeta possui uma atmosfera constituída por uma camada isotérmica com as seguintes propriedades óticas: na zona infravermelha absorvidade $a_{iv} = 0.8$, transmissividade $t_{iv} = 0.2$, na zona visível (espectro solar) absorvidade $a_s = 0.2$, transmissividade $t_s = 0.8$. A superfície do planeta tem um albedo de $\alpha = 0.3$ e comporta-se como um corpo negro na região do infravermelho.

- Esquematize o diagrama de fluxos radiativos do planeta;
- Calcule a irradiância solar média no topo da atmosfera do planeta;
- Calcule os diferentes fluxos de radiação infravermelha;
- Calcule as temperaturas médias de equilíbrio da superfície e da atmosfera;
- Calcule o albedo planetário;
- Calcule a temperatura efetiva do planeta.

- a) Diagrama de fluxos radiativos: E_s (Irradiância solar no topo da atmosfera), E_0 (Irradiância emitida pela superfície), E_1 (Irradiância emitida pela atmosfera). Note que em cada ponto de interacção (círculos) existe conservação de energia. As setas horizontais representam absorção.



- Admitindo que o planeta é esférico, a irradiância solar média no topo da atmosfera é $\frac{1}{4}$ da constante solar: $E_s = 341.5 \text{ Wm}^{-2}$. (razão entre a área do círculo e a área da esfera com o mesmo raio, cf. Figura 5-7)
- A condição de equilíbrio radiativo aplicada a cada uma das superfícies dá origem ao sistema de 2 equações (ver figura da alínea a)):

$$\begin{cases} a_s(1 + \alpha(1 - a_s))E_s + a_{iv}E_0 - 2E_1 = 0 \\ (1 - \alpha)(1 - a_s)E_s - E_0 + E_1 = 0 \end{cases}$$

Resolvendo por substituição, obtém-se:

$$\begin{cases} E_0 \approx 389.31 \\ E_1 \approx 198.07 \end{cases}$$

d) Utilizando a lei de Kirchoff (absorvidade=emissividade) pode escrever-se

$$\begin{cases} E_0 = \sigma T_0^4 \\ E_1 = a_{iv} \sigma T_1^4 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} T_0 \approx 288 \text{ K} \\ T_1 \approx 257 \text{ K} \end{cases}$$

e) Por definição, o albedo é a razão entre a radiação solar refletida (retrodifundida) e a radiação incidente. De acordo com a figura da alínea a), tem-se:

$$\alpha_{planeta} = (1 - a_s)^2 \alpha \approx 0.192$$

f) A temperatura efetiva é, por definição, dada por (E é a irradiância infravermelha emitida para o espaço no topo da atmosfera designada por *Outgoing Longwave Radiation*):

$$E = \sigma T_{ef}^4 \Rightarrow T_{ef,planeta} = \sqrt[4]{\frac{(1-a_{iv})E_0 + E_1}{\sigma}} \approx 264 \text{ K}$$

Alternativamente, poderia escrever-se (cf. cálculo da temperatura efetiva da Terra da Figura 5-7):

$$T_{ef} = \sqrt[4]{\frac{(1-\alpha_{planeta})S}{4\sigma}} \approx 264 \text{ K}$$

Nota: as condições não são as da Terra apesar de ter a mesma constante solar e a mesma temperatura de superfície.

Palavras chave

Absorvidade
Afélio
Albedo
Comprimento de onda
Constante solar
Corpo negro
Dispersão
Efeito de estufa
Espectro
Fotões

Frequência
Irradiância
Lei de Kirchoff
Lei de Planck
Lei de Planck do corpo negro
Lei de Stefan-Boltzmann
Lei do deslocamento de Wien
Ótica geométrica

Periélio
Quanta
Radiação difusa
Radiação terrestre
Radiância
Refletividade
Regime de Mie
Regime de Rayleigh
Temperatura de cor
Temperatura efetiva
Transmissividade

6. O movimento atmosférico

O que torna a Meteorologia um assunto difícil (e interessante) é o facto de todas as variáveis serem fortemente afetadas pelo movimento do ar, e este ser por sua vez condicionado pela evolução das outras variáveis meteorológicas. O resultado é um escoamento tridimensional muito complexo, variando de local para local e ao longo do tempo. A complexidade do movimento resulta não só da interação entre os campos “dinâmicos” (movimento) e os campos “físicos” (radiação, temperatura, humidade, etc.) mas da interação entre as várias “escalas” do escoamento. Assim, por exemplo, não é fácil discutir a evolução de um furacão (ciclone tropical) sem pensar simultaneamente na evolução do vórtice que o constitui, com várias centenas de km de diâmetro, e dos processos convectivos que têm lugar nas células com poucos km de dimensão horizontal, onde ocorrem os processos de conversão energética que mantêm o sistema.

Apesar do que foi dito anteriormente, é útil simplificar, concentrando a atenção, em cada momento, numa dada **escala** do movimento. Essa simplificação permite, em particular, recorrer a equações também simplificadas, capazes de nos ajudar a perceber certas características importantes do movimento do ar. Assim, neste texto, vamos limitar-nos a discutir o movimento de sistemas nas **latitudes médias** e elevadas, de grande dimensão horizontal, tipicamente superior a várias centenas de kms, e cuja evolução temporal se processa ao longo de dias, constituindo a **escala sinóptica**. Nesta escala e nas latitudes médias o escoamento apresenta duas características marcadas: (1) é fortemente afetado pela rotação da Terra, (2) é quase horizontal.

Cinemática

A descrição do movimento atmosférico é necessariamente mais complicada que a descrição do movimento de um ponto material ou de um corpo rígido. No caso de um ponto material, cuja posição no espaço é definida em cada instante pelo valor de 3 coordenadas ((x, y, z) num sistema cartesiano, ou $(\lambda(\text{longitude}), \varphi(\text{latitude}), z(\text{altitude}))$ num sistema de coordenadas esféricas), o movimento é completamente descrito por um vetor velocidade ($\vec{v}(t) \equiv (u(t), v(t), w(t))$). No caso de um corpo rígido, a descrição complica-se só ligeiramente, visto que é necessário acrescentar à velocidade (do seu centro de massa) informação sobre o estado de rotação. No caso do ar, cada molécula pode ser considerada um corpo rígido, mas não é possível descrever, ou observar, o seu movimento individual. Em vez disso, precisamos definir a velocidade de uma **partícula** de ar, com dimensão suficiente para poder ser convenientemente medida, igual à média (pesada pela massa) das velocidades das suas moléculas constituintes. Como a dimensão da partícula é essencialmente arbitrária, isso quer dizer que o movimento atmosférico numa dada região é descrito por uma distribuição espacial contínua de velocidades ($\vec{v} = \vec{v}(x, y, z, t)$), i.e. a velocidade varia continuamente de ponto para ponto, no espaço e no tempo.

A distribuição de velocidades num dado volume da atmosfera pode ser complexa mas apresenta sempre uma forte coerência espacial. Os padrões geométricos traçados por essa distribuição em cada instante constituem uma assinatura dos **sistemas meteorológicos** aí presentes. A Figura 6-1 mostra uma previsão do vento (e da temperatura) junto da superfície, na região da Península Ibérica, exemplificando estruturas

da circulação que podem ser observadas. Assim, na zona de Lisboa, o vento é de Leste com uma velocidade de cerca de 5 m s^{-1} . Na zona a oeste da Ibéria observa-se uma circulação fechada, centrada no ponto “X”, i.e. um **vórtice** com rotação anti-horária; a SW da Irlanda observa-se um outro vórtice com circulação no sentido dos ponteiros do relógio (“Y”).

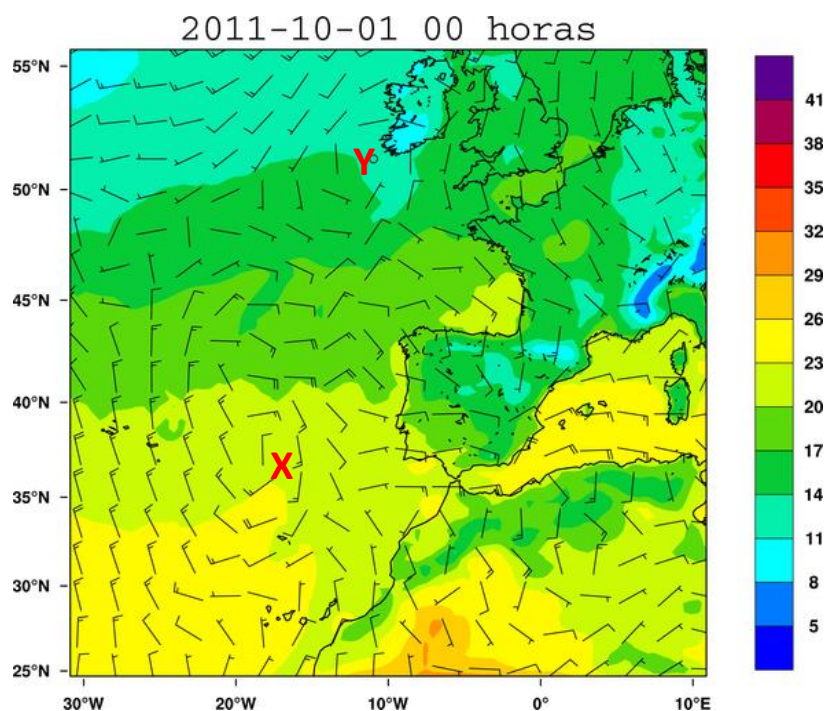


Figura 6-1 – Vento e temperatura ($^{\circ}\text{C}$) junto da superfície. Previsão do modelo WRF com condições fronteira do modelo do NCEP, GFS (www.weather.ul.pt). Notar a circulação ciclónica em X e anticiclónica em Y.

A simbologia utilizada na Figura 6-1 é convencional na Meteorologia. O vento é representado por um segmento de reta orientado como um catavento, em cuja cauda se afixam barbelas indicando a intensidade do vento. As barbelas seguem uma regra semelhante à numeração romana: a barbela mais curta representa uma intensidade de 5 nós ($5 \text{ kt} = 5 \text{ milhas náuticas por hora}$, aproximadamente igual a 2.5 m s^{-1}), a barbela mais longa representa 10 kt (5 m s^{-1}), a bandeira (triângulo) representa 50 kt (25 m s^{-1}).

Os vórtices têm um papel central na dinâmica da atmosfera, porque a rotação dá coerência à circulação. Em cartas sucessivas é geralmente possível seguir a posição de cada um desses sistemas, e observar a sua intensificação ou atenuação, devida aos diferentes forçamentos presentes. Os dois sistemas fechados identificados na Figura 6-1 representam os dois casos extremos de rotação fechada, no sentido horário (Y) e anti-horário (X). No hemisfério Norte, o sentido anti-horário é o sentido de rotação da Terra, pelo que os sistemas de circulação que rodam nesse sentido são designados por **ciclones**, sendo os sistemas que rodam no sentido oposto designados por **anticiclones**. Note-se que em linguagem comum o termo ciclone é geralmente aplicado para identificar vento extremamente intenso (vento **ciclónico**) típico de sistemas como os **ciclones tropicais**.

Dinâmica

A previsão da evolução futura da circulação atmosférica baseia-se nas leis da Dinâmica. A equação fundamental da Dinâmica, geralmente designada por segunda Lei de Newton, permite calcular a aceleração (\vec{a}) de um ponto material de massa m , se for conhecida a resultante das forças aplicadas (\vec{F}):

$$\vec{F} = m \vec{a} \quad (6-1)$$

A aceleração é a variação da velocidade (\vec{v}) definida como a derivada:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (6-2)$$

permitindo reescrever a lei de Newton na forma de uma equação diferencial:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\vec{F}}{m} \quad (6-3)$$

A equação (6-1) mostra que na ausência de forças externas um ponto material tem aceleração nula, i.e. tem velocidade constante, o que constitui a primeira Lei de Newton (Lei da inércia). Em geral, é preciso conhecer as forças aplicadas para calcular a aceleração e prever a evolução da velocidade.

Vamos tentar aplicar a equação (6-3) a uma partícula de ar, admitindo para já que ela se comporta como um ponto material, i.e. que ela está perfeitamente identificada, tendo nomeadamente uma massa bem definida e sendo capaz de manter a sua identidade ao longo do tempo. Que forças externas podem estar aplicadas nessa partícula?

Genericamente, as forças externas podem ser classificadas como **volúmicas**, quando resultam de ações à distância e podem ser consideradas como aplicadas no centro de massa, e **superficiais**, quando resultam da interação entre a partícula de ar considerada e as partículas vizinhas. Na ausência de efeitos eletromagnéticos, a única ação à distância que deve ser considerada é a **gravidade**, cuja ação atribui um peso à partícula. A gravidade satisfaz a lei de Newton da Atração Universal

$$\vec{F}_G = -\frac{G(M_T m)}{r^2} \vec{u}_r \quad (6-4)$$

que permite calcular a força gravitacional exercida pela Terra, de massa $M_T \approx 5.97 \times 10^{24} kg$, sobre um corpo, de massa m , quando a distância entre os seus centros de massa vale r . $G = 6.673 \times 10^{-11} m^3 kg^{-1} s^{-2}$ é uma constante universal e \vec{u}_r é o vector unitário (versor) com direção radial, i.e. tem a direção definida pela linha que une o centro de massa da Terra com o centro de massa do corpo.

Exercício 6-1. Utilizando a expressão (6-4), calcule a aceleração da gravidade ao nível do mar, no topo da Troposfera aos 10km, e no topo da Homosfera (Turbopausa), à altitude de 100 km. Considere a Terra esférica, com um raio de 6370 km, desprezando o efeito da rotação.

Combinando a expressão (6-4) com (6-3) pode escrever-se, para o módulo da aceleração gravitacional:

$$g = G \frac{M_T}{r^2}$$

Ao nível do mar:

$$g_1 = \frac{6.673 \times 10^{-11} \times 5.97 \times 10^{24}}{(6370 \times 10^3)^2} \approx 9.82 \text{ ms}^{-2}$$

Aos 10 km:

$$g_2 = \frac{6.673 \times 10^{-11} \times 5.97 \times 10^{24}}{(6370 \times 10^3 + 10 \times 10^3)^2} \approx 9.79 \text{ ms}^{-2}$$

Aos 100km

$$g_3 = \frac{6.673 \times 10^{-11} \times 5.97 \times 10^{24}}{(6370 \times 10^3 + 100 \times 10^3)^2} \approx 9.52 \text{ ms}^{-2}$$

Pressão

A Figura 6-2 representa uma partícula de ar, por simplicidade limitada pela superfície de um cubo alinhado com as direções coordenadas (x, y, z) , num referencial cartesiano. A interação entre essa partícula e as partículas vizinhas ocorre nessas superfícies. No caso de uma partícula em repouso, a força resultante em cada superfície tem a direção perpendicular, traduzindo-se por uma compressão da partícula, cuja intensidade é dada pela lei Fundamental da Hidrostática (Lei de Pascal).

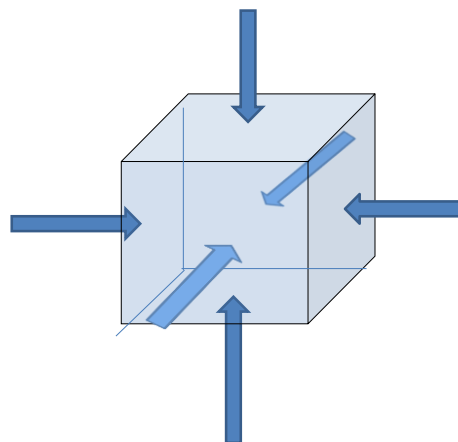


Figura 6-2 – Forças de pressão aplicadas na superfície de uma partícula de ar.

A Lei de Pascal estabelece que a pressão num dado ponto de um fluido em repouso é igual ao peso, por unidade de área, de uma coluna de fluido até ao topo da atmosfera. Isso quer dizer que existe necessariamente uma diferença entre a força de pressão na base (mais longe do topo da atmosfera) e no topo da partícula, sendo a resultante dessas forças a **impulsão**, discutida no capítulo 1 (Figura 1-4). Numa atmosfera em equilíbrio a impulsão equilibra exatamente o peso da partícula.

No plano horizontal as forças de compressão, nas direções x e y , são em geral muito ligeiramente diferentes, existindo uma força resultante nesse plano. A existência de uma variação da pressão ao longo de um plano horizontal implica, é claro, que colunas adjacentes de ar contêm diferentes massas, o que não é surpreendente numa atmosfera que está em constante movimento e onde existem variações horizontais da temperatura e, portanto, da densidade. O cálculo da aceleração (i.e. da força por unidade de massa) resultante da compressão horizontal, por vezes designada por **força do gradiente de pressão** é mais fácil de compreender representando a variação da pressão num plano horizontal a partir da distribuição das linhas de igual pressão, ou isóbaras. A Figura 6-3a representa uma distribuição de pressão ao nível do mar, caracterizada por isóbaras retilíneas e paralelas, com um gradiente de pressão constante de $4 \text{ hPa}/500 \text{ km}$, crescendo a pressão de SSE para NNW. Se for $\Delta n = 500 \text{ km}$ a distância entre isóbaras (medida na perpendicular), pode calcular-se o módulo do gradiente de pressão:

$$\frac{\Delta P}{\Delta n} = \frac{400}{500 \times 10^3} \approx 8 \times 10^{-4} \text{ Pa m}^{-1} \quad (6-5)$$

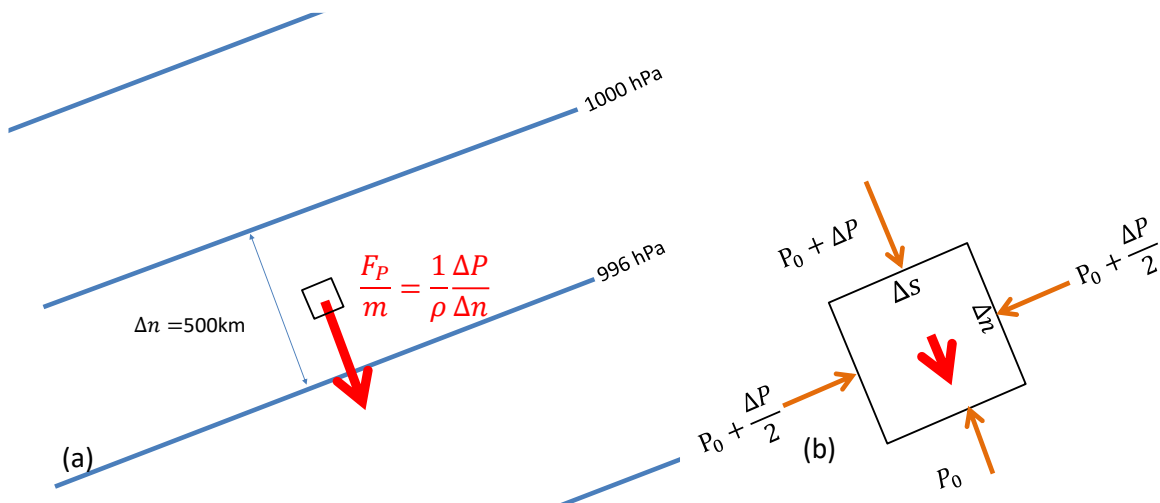


Figura 6-3 – (a) Distribuição da pressão numa superfície horizontal e cálculo da força do gradiente (horizontal) de pressão; (b) Forças (por unidade de área) aplicadas em cada face da partícula e força resultante (vermelho).

A Figura 6-3b ilustra o cálculo da resultante das forças de pressão sobre uma partícula retangular de largura Δn na direcção de variação da pressão e de largura Δs na direcção transversal, com altura Δz (perpendicular à figura). Dado que a pressão só varia na direcção n (perpendicular às isóbaras), a força resultante (seta vermelha na Figura 6-3a,b) é dada por:

$$F_p = \Delta P \times \Delta s \times \Delta z \quad (6-6)$$

Sendo a massa da partícula dada por

$$m = \rho \times \Delta s \times \Delta n \times \Delta z \quad (6-7)$$

tem-se a aceleração devida à força do gradiente de pressão:

$$a_p = \frac{F_p}{m} = \frac{1 \Delta P}{\rho \Delta n} = \frac{1}{1.2} \frac{400}{500 \times 10^3} \approx 6.7 \times 10^{-4} m s^{-2} \quad (6-8)$$

onde se admitiu que $\rho = 1.2 \text{ kg m}^{-3}$. Note-se que o valor encontrado, para um gradiente de pressão típico da escala sinóptica, corresponde a uma aceleração muito inferior a g .

Atrito

Quando existe movimento, as interações superficiais entre partículas de ar deixam de ser exatamente compressivas (Figura 6-2) podendo incluir efeitos tangenciais, devidos à viscosidade do ar, cujo resultado é semelhante ao do atrito entre corpos sólidos em movimento. Em primeira aproximação, a força resultante dos efeitos viscosos (força de “atrito”) tem a mesma direção mas sentido oposto ao da velocidade, resultando num mecanismo de dissipação de energia cinética. Uma discussão da formulação matemática deste efeito está fora do âmbito deste texto, mas ele será qualitativamente incorporado em algumas soluções simplificadas a discutir mais tarde.

Forças de inércia

A lei de Newton (6-1) só é válida quando as forças e aceleração são medidas em referenciais de inércia (fixos ou em movimento uniforme em relação ao referencial das “estrelas fixas”). Sendo muito mais conveniente fazer essas medidas com instrumentos fixos na Terra, é necessário proceder a uma modificação da lei de Newton, tornando-a adequada para o referencial terrestre, em rotação. Tal modificação consiste na inclusão no conjunto das forças aplicadas da **força de inércia** devida à aceleração do referencial, i.e. a **força centrífuga**. A força centrífuga pode ser decomposta em dois termos:

- (a) a força centrífuga aplicada a um corpo em repouso em relação ao planeta (adiante designada simplesmente por força centrífuga).

De facto, um corpo em co-rotação com a Terra, de massa m , à distância r do centro da Terra roda em torno do eixo terrestre à mesma velocidade angular do planeta (1 volta por dia), sendo afetado pela força centrífuga:

$$\vec{F}_{CF} = m \frac{V_T^2}{R_G} \vec{u}_R = m \frac{(\Omega r \cos \varphi)^2}{r \cos \varphi} \vec{u}_R = m \Omega^2 r \cos \varphi \vec{u}_R \quad (6-9)$$

Onde V_T é a velocidade da superfície da Terra no ponto considerado, à latitude φ , R_G é o raio de giração desse ponto (distância ao eixo da Terra $R_G = r \cos \varphi$) e $\Omega \approx 7.292 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ é a velocidade angular da Terra. O versor \vec{u}_R tem a direcção perpendicular ao eixo da Terra, com sentido centrífugo (dirigido para o exterior). A Figura 6-4a representa a força centrífuga (sobre um corpo em co-rotação com a Terra, i.e. em repouso sobre a superfície), mostrando que o seu valor é nulo nos polos e máximo no equador, conforme indicado na expressão (6-9).

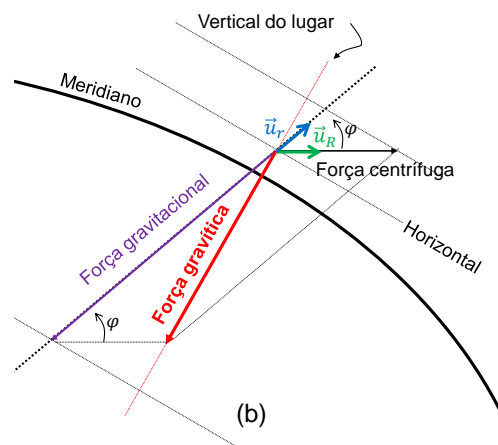
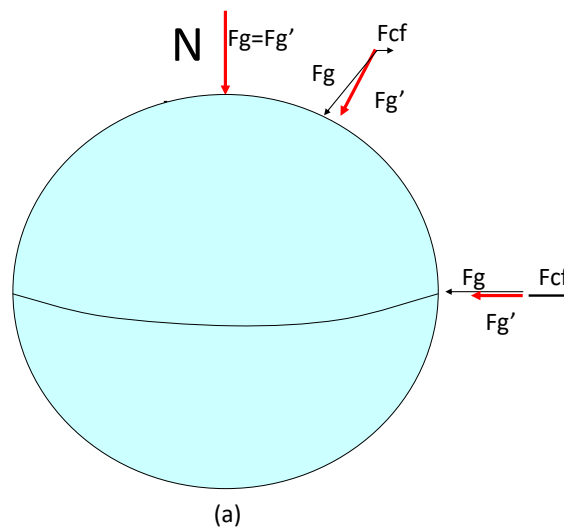


Figura 6-4 – Força centrífuga sobre um corpo em repouso: (a) variação latitudinal (F_g representa a força gravitacional, F_g' representa a força gravítica); (b) cálculo da força gravítica num ponto e definição da vertical. Notar que a força centrífuga está muito exagerada quando comparada com a força gravitacional para permitir a sua visualização.

A força centrífuga afeta inevitavelmente qualquer corpo em repouso na superfície da Terra. O seu efeito soma-se ao da força gravitacional (6-4), modificando o peso aparente de cada corpo. A soma da força gravitacional com a força centrífuga é designada por **força gravítica** (Figura 6-4b), cuja direção define a **vertical** (na prática, a direção do fio de prumo). Uma consequência notável da força centrífuga é o ligeiro achatamento do planeta Terra, com um raio polar cerca de 20km inferior ao raio equatorial. Uma outra consequência é o facto de o peso de um dado corpo depender (ligeiramente) da latitude.

Exercício 6-2. Um corpo com a massa de 10 kg é pesado com um dinamómetro: (a) no pólo, (b) no equador, sempre ao nível do mar. Calcule o valor medido em cada caso. Dados: raio de Terra no pólo 6357 km, no equador 6378km. Massa da Terra $5.97 \times 10^{24} kg$.

(a) No pólo a força centrífuga é nula e tem-se:

$$g = \frac{GM_T}{R_{Polo}^2} \approx 9.86 \text{ ms}^{-2} \Rightarrow P = mg \approx 98.6 \text{ N}$$

(b) No equador a força centrífuga tem a mesma direção da força gravitacional, com sentido oposto:

$$g = \frac{GM_T}{R_{Eq}^2} - \Omega^2 R_{Eq} \approx 9.76 \rightarrow P \approx 97.6 \text{ N}$$

(b) A **força de Coriolis**, aplicada a um corpo de massa m em movimento relativo à Terra.

A força de Coriolis é uma componente da força centrífuga, resultando igualmente da rotação do planeta, mas só existe quando há movimento. Assim, ela não afeta a vertical (definida pelo fio de prumo em repouso) mas afeta (muito ligeiramente) o peso aparente de um corpo que se desloque sobre a superfície. Mais importante, ela introduz uma aceleração horizontal sobre o ar em movimento que é crucial na explicação da circulação observada na escala sinóptica nas latitudes médias.

A Figura 6-5 representa um corpo no Hemisfério Norte em movimento ao longo de um paralelo na direção Oeste→Leste. Sendo esta a direção (e sentido) do movimento do próprio planeta, o corpo roda em torno do eixo da Terra a uma velocidade (ligeiramente) superior à de um corpo em co-rotação e, portanto, é afetado por uma força centrífuga total superior à força centrífuga em repouso. A diferença entre a força centrífuga total e o seu valor em repouso é a **força de Coriolis**. No caso considerado na Figura 6-5, a força de Coriolis tem uma componente horizontal (COh) acelerando o corpo para Sul (para a direita do seu movimento) e uma componente vertical (COv) que se traduzirá numa (muito ligeira) redução do seu peso aparente.

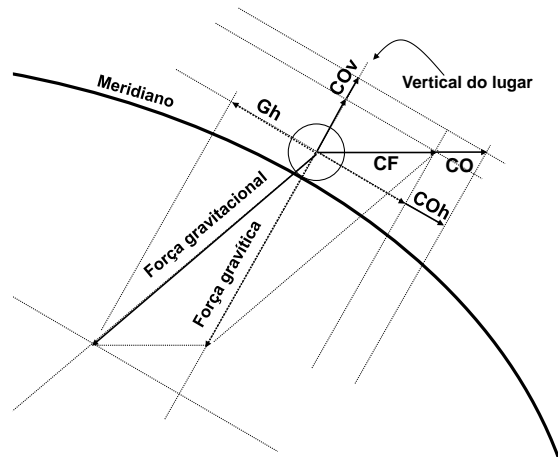


Figura 6-5 – Forças centrífuga (CF) e de Coriolis (CO) sobre um corpo em movimento para Leste ao longo de um paralelo (perpendicular ao plano para dentro da folha) no hemisfério Norte. Ambos os efeitos estão muito exagerados para permitir a sua visualização.

Com argumentos idênticos aos utilizados na discussão da Figura 6-5, pode concluir-se que um corpo, no hemisfério Norte em movimento no sentido oposto (Leste → Oeste) ao longo de um paralelo, será acelerado para Norte (novamente para a direita) e terá um aumento do seu peso aparente. Com argumentos um pouco mais elaborados pode demonstrar-se que, seja qual for a direcção do movimento horizontal de um corpo ele será acelerado para a direita no Hemisfério Norte e para a esquerda no Hemisfério Sul, sendo o módulo da aceleração horizontal de Coriolis dado por:

$$a_{COh} = \frac{F_{CO}}{m} = fv \quad (6-10)$$

onde v é o módulo da componente horizontal da velocidade do corpo e

$$f = 2\Omega \sin \varphi \quad (6-11)$$

é o **parâmetro de Coriolis** (Ω é a velocidade angular da Terra), φ é a latitude.

Exercício 6-3. Um corpo com a massa de 100 kg desloca-se na direcção Oeste → Leste ao longo do paralelo $40^\circ N$ à velocidade de 10 m s^{-1} . Calcule: (a) A aceleração horizontal de Coriolis; (b) A aceleração centrífuga.

(a)

$$a_{COh} = fv = 2\Omega \sin \varphi v = 2 \times 7.292 \times 10^{-5} \sin(40) \times 10 \approx 9.37 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-2}$$

(b)

$$a_{CF} = \Omega^2 R_T \cos \varphi \approx 2.6 \times 10^{-2} \text{ m s}^{-2}$$

O valor da aceleração de Coriolis (horizontal) encontrado no exercício anterior é muito inferior ao da força centrífuga e ainda mais ao da aceleração gravitacional. No entanto, ele é em geral comparável ao da força do gradiente de pressão horizontal (cf. expressão (6-8)).

Exercício 6-4. Um locomotiva com 50T de massa desloca-se à velocidade de 300kmh^{-1} numa linha sobre o paralelo dos 45°N . Calcule a variação de carga sobre a linha entre os trajetos para Oeste e para Leste.

A única diferença entre os trajetos é o valor da força de Coriolis. Considerando a Figura 6-5, se a componente horizontal é dada por (6-10), a componente vertical será:

$$a_{COZ} = 2\Omega \cos \varphi u$$

onde u é a velocidade do comboio ao longo do paralelo. Assim, a variação de carga sobre a linha será:

$$\Delta F = m\Delta a_{COZ} = 50 \times 10^3 \times 2 \times 7.292 \times 10^{-5} \times \cos 45^\circ \times 2 \times 300/3.6 \approx 859\text{N}$$

onde se converteram todas as grandezas para SI. (Notar que o segundo fator "2" se deve ao facto de o peso ser diminuído quando o movimento é para leste e aumentado pelo mesmo valor quando o movimento é para oeste).

Nota: O peso do comboio em repouso será, aproximadamente

$$P = mg \approx 4.9 \times 10^5\text{N}$$

pelo que o efeito de Coriolis corresponde a uma variação de $\pm 0.1\%$.

Equações do movimento

Combinando todos os termos discutidos anteriormente (força gravitacional, força do gradiente de pressão, força de atrito, força centrífuga e força de Coriolis) podemos escrever a equação do movimento de uma partícula de ar, recorrendo à lei de Newton:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{a} = \frac{1}{m} \sum_k \vec{F}_k = \vec{a}_G + \vec{a}_P + \vec{a}_A + \vec{a}_{CF} + \vec{a}_{CO} \quad (6-12)$$

Dado que a atração gravitacional e a força centrífuga aparecem sempre ligadas, sendo ambas função exclusiva da posição da partícula de ar, é vantajoso combinar os seus efeitos numa aceleração única, **gravítica**, que será função não só da distância ao centro da Terra mas também da latitude:

$$\vec{g} = \vec{a}_G + \vec{a}_{CF} = -\frac{GM_T}{r^2} \vec{u}_r + \Omega^2 r \cos \phi \vec{u}_R \quad (6-13)$$

Logo:

$$\vec{a} = \vec{g} + \vec{a}_p + \vec{a}_A + \vec{a}_{CO} \quad (6-14)$$

A equação (6-14) permite calcular a aceleração tridimensional de uma partícula de ar, se for possível calcular os vários termos forçadores, presentes no seu segundo membro. Na escala sinóptica o escoamento é quase horizontal. Se definirmos um sistema de coordenadas cartesiano local, em que o eixo dos xx coincide com o paralelo na direção Oeste→Leste, o eixo dos yy com o meridiano na direção Sul→Norte e o eixo dos zz com a vertical na direção ascendente, pode escrever-se:

$$\vec{v} \equiv (u, v, w) \equiv u \vec{e}_x + v \vec{e}_y + w \vec{e}_z \quad (6-15)$$

Sendo a velocidade horizontal dada por:

$$v_H = \sqrt{u^2 + v^2} \quad (6-16)$$

E verificando-se, à escala sinóptica, que:

$$w \ll v_H \quad (6-17)$$

Os versores $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ definem o referencial cartesiano local. O referencial é designado como local pois ele é definido na vizinhança de um ponto da superfície terrestre (altitude 0), à latitude φ e longitude λ , sendo os versores paralelos ao meridiano, paralelo e vertical locais. Este referencial só pode ser utilizado para descrever movimentos na vizinhança do ponto de referência.

No sistema de coordenadas escolhido, será $\vec{g} = -g \vec{e}_z$

$$\frac{dw}{dt} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} + a_{COz} - a_{Az} \quad (6-18)$$

À escala sinóptica o primeiro membro e os dois últimos termos do segundo membro são muito pequenos e a equação reduz-se à equação do equilíbrio hidrostático, introduzida no capítulo 1 (expressão (1-14)). Isso não quer dizer que não exista velocidade vertical ou que ela não seja essencial (porque é!) mas simplesmente que ela é difícil de avaliar diretamente a partir das equações do movimento.

Para o vento horizontal será então válida a equação:

$$\frac{d\vec{v}_H}{dt} = \vec{a}_p + \vec{a}_A + \vec{a}_{CO} \quad (6-19)$$

A utilização desta equação será explorada no capítulo 7.

Advecção

A equação (6-19) tem um ar bastante inofensivo, especialmente porque já se mostrou que é fácil calcular dois dos termos do segundo membro (o termo devido ao gradiente horizontal de pressão e o devido ao efeito de Coriolis) e que o termo de atrito poderá ter (em primeira aproximação) um comportamento relativamente simples. A dificuldade, no entanto, está no primeiro membro da equação!

A equação (6-19) é uma forma da segunda lei de Newton. No seu estabelecimento admitimos que era possível definir uma **partícula de ar** como se fosse um ponto material, i.e. como um cubo de ar cujo movimento fosse possível seguir ao longo do tempo, mantendo ele sempre a sua identidade. De facto sabemos que isso não é verdade: as moléculas de ar movem-se incessantemente a velocidades muito superiores à velocidade média de uma “partícula” (velocidade do vento), implicando que partículas adjacentes vão trocar moléculas e, portanto, vão **misturar** as suas propriedades.

Para compreender como lidar com o problema do movimento das partículas de ar, vamos considerar uma equação mais simples que a equação do movimento (6-14). Como o ar é muito mau condutor, uma partícula de ar seco que se movimenta, segue, em boa aproximação, um processo adiabático seco, no qual é constante a temperatura potencial (cf. (3-9)). Assim será satisfeita a equação:

$$\frac{d\theta}{dt} = 0 \quad (6-20)$$

A equação (6-20) estabelece que cada partícula de ar (em movimento) conserva a sua temperatura potencial. Apesar desta equação não permitir conhecer o movimento do ar, se este for conhecido é possível utilizá-la para calcular a evolução da temperatura num ponto fixo. Assim, vamos considerar a situação representada na Figura 6-6: numa dada região da atmosfera observa-se um gradiente de temperatura ao longo de uma superfície horizontal, com a temperatura potencial a crescer 2°C por cada 100 km, na direcção Oeste→Leste, e um vento de oeste constante com a intensidade de 20 ms^{-1} . Como vai evoluir a temperatura potencial no ponto P?

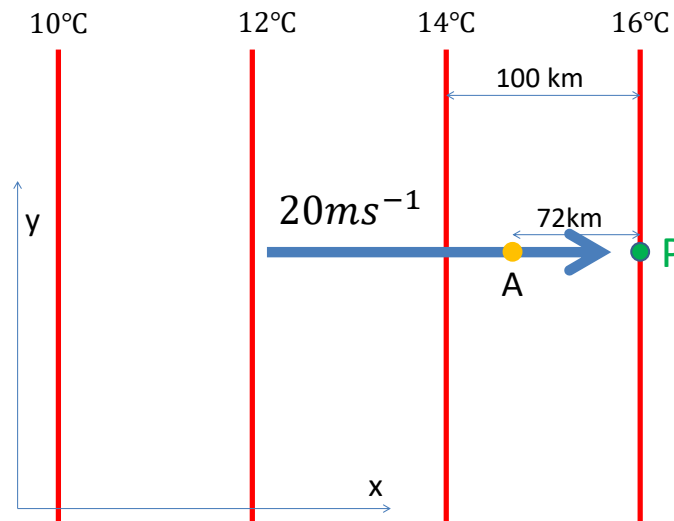


Figura 6-6 – Vento horizontal (seta) numa região em que existe um gradiente de temperatura potencial. Detalhes no texto.

No instante inicial, representado na Figura 6-6, o ponto P encontra-se à temperatura potencial de 16°C. Ao longo do tempo, o movimento do ar implica que em cada ponto o ar é substituído por ar que se encontrava inicialmente mais a Oeste. Cada partícula de ar (móvel) conserva a sua temperatura potencial inicial, mas a temperatura potencial em cada ponto (fixo) vai decrescer ao longo do tempo. Para calcular a taxa de evolução da temperatura no ponto P, vamos começar por notar que ela não é dada por (6-20), pois a derivada em (6-20) é calculada seguindo com a partícula, sendo por isso designada por **derivada material** ou **lagrangiana**. A taxa de variação num ponto fixo é designada por **tendência** ou **derivada temporal euleriana**, sendo representada pela **derivada parcial**:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} \neq \frac{d\theta}{dt} \quad (6-21)$$

No caso da Figura 6-6 a temperatura potencial depende unicamente de x e é fácil verificar que:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta}{\partial x} = -20 \times \frac{2}{10^5} \approx -1.44^\circ\text{C}/h \quad (6-22)$$

pois ao fim de $1h = 3600s$ o ar que está em P veio do ponto A, a $72km = 20 \times 3600 m$ de distância, onde a temperatura valia 14.56°C (aprox.). Em geral, pode escrever-se, para qualquer variável (e não só para θ):

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{d\theta}{dt} - u \frac{\partial \theta}{\partial x} - v \frac{\partial \theta}{\partial y} - w \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (6-23)$$

A equação (6-23) deve ser lida do seguinte modo:

$$\begin{aligned}
 \text{Tendência de } \theta \text{ (variação no local)} \\
 &= \text{Variação lagrangiana (ou material) de } \theta \\
 &+ \text{advecção na direcção } x + \text{advecção na direcção } y \\
 &+ \text{advecção na direcção } z
 \end{aligned}
 \tag{6-24}$$

No caso do escoamento adiabático, o primeiro termo do segundo membro anula-se (a derivada material temperatura potencial é nula) e a tendência (primeiro membro) é totalmente devida ao transporte de ar representado pelos três últimos termos do segundo membro, designado por **advecção**. É esse o caso da Figura 6-6, verificando-se aí que a advecção se dá unicamente na direcção x (direcção do vento).

As derivadas parciais como as representadas na expressão (6-23) aparecem sempre que se estudam funções de várias variáveis. Como na meteorologia todas as propriedades são função da posição (x, y, z) e do tempo (t) , quase todas as equações da meteorologia envolvem derivadas parciais. O seu cálculo é idêntico ao das derivadas comuns. Assim, por exemplo, quando se calcula a derivada $\frac{\partial}{\partial x}$, consideram-se constantes as outras variáveis independentes (y, z, t) .

Exercício 6-5. Considere o campo de temperatura potencial representado na figura. Calcule a tendência da temperatura potencial em P admitindo que o escoamento é horizontal e adiabático.

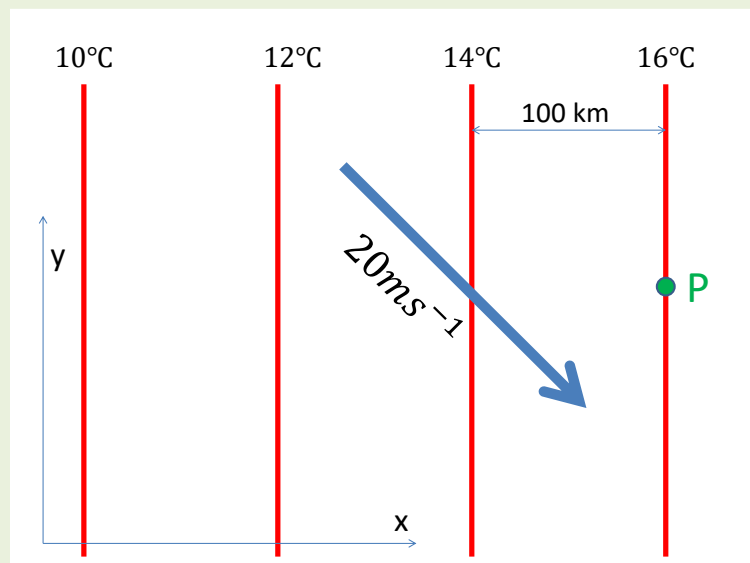


Figura 6-7 – Vento (horizontal, constante de NW) e temperatura potencial.

Utiliza-se (6-23), notando que $\frac{d\theta}{dt} = 0$ e $w = 0$:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta}{\partial x} - v \frac{\partial \theta}{\partial y}$$

As componentes do vento são:

$$u = 20 \times \cos(45) \approx 14.14 \text{ m s}^{-1}$$

$$v = 20 \times \sin(-45^\circ) \approx -14.14 \text{ m s}^{-1}$$

Componentes do gradiente de temperatura potencial

$$\frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{2^\circ\text{C}}{100\text{km}} = 2 \times 10^{-5} \text{ K m}^{-1}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial y} = 0$$

Logo:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta}{\partial x} - v \frac{\partial \theta}{\partial y} \approx -14.14 \times 2 \times 10^{-5} \text{ K s}^{-1} \approx -28.3 \times 10^{-5} \text{ K s}^{-1} \approx -1.02 \text{ K h}^{-1}$$

O conceito de advecção aplica-se a todas as variáveis meteorológicas, implicando que a circulação, i.e. o vento tridimensional, interfere com a sua evolução. A interferência mais complexa é a que se observa nas próprias equações do movimento (6-14) pois aí o vento transporta-se a si próprio, num processo fortemente não linear responsável pela inexistência de soluções analíticas e pela inesgotável complexidade do escoamento atmosférico natural.

Exercício 6-6. Considere de novo o campo de temperatura potencial representado na Figura 6-7. Calcule a tendência da temperatura potencial em P admitindo que o escoamento é adiabático, com a velocidade horizontal indicada na figura mas uma subsidência (movimento vertical descendente) de 10 cm s^{-1} , sendo o gradiente vertical de temperatura o da atmosfera padrão (-6.5 K km^{-1}).

Com os dados do problema anterior tem-se, neste caso:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta}{\partial x} - w \frac{\partial \theta}{\partial z}$$

Visto que o gradiente horizontal da temperatura potencial é nulo na direção y . Precisamos de calcular o gradiente vertical de θ a partir do gradiente de T (dado). Indo à definição e aplicando um logaritmo:

$$\ln \theta = \ln T - \kappa \ln p + \kappa \ln p_{00}$$

Diferenciando (notando que a derivada de p_{00} é nula):

$$\frac{d \ln \theta}{dz} = \frac{d \ln T}{dz} - \kappa \frac{d \ln p}{dz} = \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} - \frac{R_d}{c_p} \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} = \frac{1}{T} \left(\frac{dT}{dz} + \frac{g}{c_p} \right)$$

$$\frac{d \theta}{dz} = \frac{\theta}{T} \left(\frac{dT}{dz} + \frac{g}{c_p} \right) \approx +3.3 \text{ K km}^{-1}$$

Onde se admitiu que à superfície $p \approx p_{00} = 10^5 \text{ Pa}$ e, portanto $\theta = T$.

Logo:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} \approx -20 \times \cos 45^\circ \times 2 \times 10^{-5} + 0.10 \times 3.3 \times 10^{-3} \approx 4.33 \times 10^{-5} \text{ K s}^{-1} \approx +0.16 \text{ K h}^{-1}$$

Uma ligeira subsidência altera o sinal da tendência da temperatura!

7. Vento em regime estacionário

Os sistemas comuns de observação, como é o caso dos **anemómetros de copos** junto da superfície ou das **sondas meteorológicas** em altitude medem unicamente a velocidade no plano horizontal, cuja intensidade à escala sinóptica é pelo menos 100 vezes superior à do escoamento vertical. Por essa razão, o vetor \vec{v}_H , representando a velocidade de uma partícula de ar em escoamento horizontal, define o **vento**. Assim, neste capítulo vamos concentrar a nossa atenção no escoamento atmosférico quase-horizontal, descrito pela equação (6-19), aqui repetida:

$$\frac{d\vec{v}_H}{dt} = \vec{a}_P + \vec{a}_A + \vec{a}_{CO} \quad (7-1)$$

Coordenadas naturais

Num escoamento bidimensional é muito conveniente estabelecer um sistema de **coordenadas naturais**, definido ponto a ponto em função do vetor velocidade. O sistema de coordenadas naturais é um sistema cartesiano local, constituído por três eixos ortogonais segundo as direções tangencial (coordenada s , versor \vec{t}), normal (coordenada n , versor \vec{n}) e vertical (coordenada z , versor \vec{k}), cf. Figura 7-1. O terno de versores $(\vec{t}, \vec{n}, \vec{k})$ constitui um **triedro directo**.

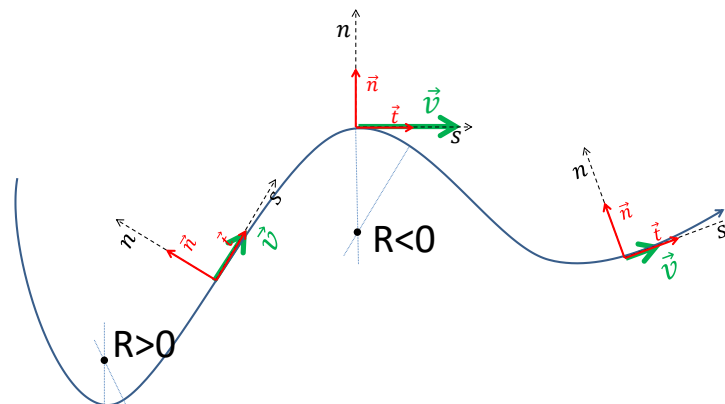


Figura 7-1 – Trajetória de uma partícula de ar num escoamento bidimensional (horizontal): linha azul. Coordenadas naturais: versor tangencial (\vec{t}) e versor normal (\vec{n}). O terceiro versor do triedro directo ($\vec{t}, \vec{n}, \vec{k}$) define a vertical (perpendicular à figura). R representa o raio de curvatura.

Se for $\vec{v} = \vec{v}_H$ o vento horizontal, sendo a sua intensidade $v = |\vec{v}|$, pode escrever-se:

$$\vec{t} = \frac{\vec{v}}{v} \quad (7-2)$$

Logo:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d}{dt}(v\vec{t}) = \frac{dv}{dt}\vec{t} + v\frac{d\vec{t}}{dt} = \frac{dv}{dt}\vec{t} + \frac{v^2}{R}\vec{n} = a_t\vec{t} + a_n\vec{n} \quad (7-3)$$

onde se definiu a aceleração tangencial ($a_t = \frac{dv}{dt}$) e a aceleração normal ($a_n = \frac{v^2}{R}$), sendo R o raio de curvatura (variável de ponto para ponto) da trajetória. A demonstração da expressão (7-3) encontra-se em qualquer manual de mecânica (ou em livros de Meteorologia Dinâmica, como por exemplo Holton, 2004). O raio de curvatura, cuja estima é exemplificada na Figura 7-1, é negativo quando a trajetória curva no sentido horário e positivo caso contrário. Assim, a aceleração normal tem o sentido \vec{n} quando $R > 0$ e o sentido oposto quando $R < 0$. Em consequência ela está sempre dirigida para o centro de curvatura local, sendo designada por **aceleração centrípeta**.

A maior vantagem da utilização do sistema de coordenadas naturais vem do facto de dois dos termos forçadores (segundo membro da equação (7-1)) terem uma forma simplificada neste sistema. De facto, a aceleração de Coriolis sobre o escoamento horizontal é sempre perpendicular à velocidade, i.e. projecta-se unicamente na direcção \vec{n} , enquanto a aceleração devida ao atrito se opõe à velocidade, i.e. projecta-se unicamente na direcção tangencial \vec{t} . A força do gradiente de pressão terá, em geral, componentes nas duas direcções.

Nas secções seguintes vamos considerar diferentes soluções aproximadas das equações do movimento horizontal. Todas essas soluções vão ter em comum o facto de se referirem a **escoamentos estacionários**, i.e. independentes do tempo, para os quais é válido:

$$\frac{dv}{dt} = 0 \quad (7-4)$$

e, portanto, a aceleração horizontal inclui (quanto muito) a componente centrípeta.

Vento geostrófico

A aproximação mais drástica, mas ainda fisicamente relevante, consiste em considerar um escoamento horizontal, uniforme e retilíneo, sem atrito. Sendo o escoamento uniforme, não existe aceleração tangencial, sendo retilíneo o raio de curvatura é infinito e não existe aceleração centrípeta. Assim a equação do movimento limita-se a traduzir o equilíbrio entre a aceleração devida ao gradiente de pressão e a aceleração de Coriolis:

$$\vec{a}_p + \vec{a}_{CO} = 0 \quad (7-5)$$

Soluções não triviais da equação (7-5) só existem se existir um gradiente horizontal de pressão. A Figura 7-2 representa uma região da atmosfera onde existe um gradiente de pressão constante e em que, por essa razão, as isóbaras são linhas retas paralelas regularmente espaçadas. Uma partícula de ar

inicialmente em repouso na posição **a**, encontra-se unicamente sujeita a uma força do gradiente de pressão de que resulta a sua aceleração na mesma direção e sentido dessa força, em direção a pressões mais baixas. Quando a partícula atinge a posição **b** continua a ser afetada exatamente pela mesma força do gradiente de pressão (constante em todo o domínio) mas é igualmente afetada por uma força de Coriolis visto que se encontra animada de uma velocidade. A força de Coriolis é perpendicular ao vetor velocidade, obrigando a partícula a seguir a trajetória curvilínea indicada na figura (linha abcd). Enquanto existir desequilíbrio entre as duas forças aplicadas (**a,b,c**) a partícula é acelerada ($\frac{dv}{dt} > 0$). Como a intensidade da força de Coriolis vai sempre aumentando, é eventualmente atingida uma situação de equilíbrio (ponto **d**) em que as duas forças são exatamente simétricas e a trajetória da partícula é paralela às isóbaras.

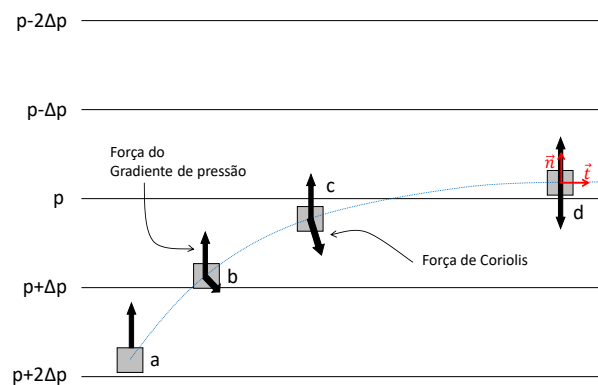


Figura 7-2 – Estabelecimento do equilíbrio geostrófico numa atmosfera com um gradiente horizontal de pressão constante, no hemisfério norte.

O equilíbrio descrito no parágrafo anterior é designado por **equilíbrio geostrófico**, e o vento no estado de equilíbrio por **vento geostrófico**. Considerando as expressões da aceleração do gradiente de pressão (6-8) e da aceleração de Coriolis (6-10), a equação (7-5) pode escrever-se:

$$fv = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{\Delta n} \quad (7-6)$$

onde se notou que as duas acelerações têm sinal oposto (cf. Figura 7-2). A equação (7-6) pode ser escrita no sistema de coordenadas naturais, na forma vetorial:

$$-fv\vec{n} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} \vec{n} = 0 \quad (7-7)$$

notando que $\frac{\partial p}{\partial n} < 0$ (cf. Figura 7-2). O vento geostrófico fica então definido como:

$$v_g = \frac{1}{\rho f} \frac{\Delta p}{\Delta n} = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial n} \quad (7-8)$$

A expressão (7-7) é válida em ambos os hemisférios, exceto na zona equatorial em que $f = 0$, notando que $f < 0$ no hemisfério sul.

Exercício 7-1. Num ponto aos $30^\circ N$ observa-se um vento de 8 ms^{-1} , uma pressão de 1009.5 hPa e uma temperatura de 18°C . Estime o módulo do gradiente horizontal de pressão.

Vamos admitir que $v \approx v_g$. Utiliza-se (7-8):

$$\frac{\Delta p}{\Delta n} = \rho f v_g$$

A densidade do ar estima-se com a equação de estado do ar seco (notar conversão de unidades para SI):

$$\rho = \frac{p}{R_d T} \approx 1009.5 \times \frac{100}{287 \times (18 + 273.15)} \approx 1.21 \text{ kg m}^{-3}$$

Logo (notar valor de f):

$$\frac{\Delta p}{\Delta n} \approx 1.21 \times 0.73 \times 10^{-4} \times 8 \approx 7.05 \times 10^{-4} \text{ Pa m}^{-1} \approx 0.705 \text{ hPa}/100 \text{ km}$$

Vento do gradiente

O campo da pressão observado é raramente semelhante ao da Figura 7-2, pois as isóbaras reais são curvas, por vezes curvas fechadas com grande curvatura delimitando zonas de máximo (alta pressão) ou mínimo (depressão) da pressão. Quando as isóbaras são curvas o vento geostrófico não constitui uma solução das equações do movimento, sendo necessária a inclusão do efeito da aceleração centrípeta para o estabelecimento de uma situação de equilíbrio estacionário. Em coordenadas naturais, pode escrever-se nesse caso:

$$\frac{v^2}{R} \vec{n} = -f v \vec{n} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} \vec{n} \quad (7-9)$$

ou, considerando que todos os termos se projetam na direção \vec{n} :

$$-\frac{v^2}{R} - f v - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} = 0 \quad (7-10)$$

A equação (7-10) descreve o equilíbrio dinâmico na forma de uma equação típica da estática, i.e. o equilíbrio ocorre quando a força resultante que atua sobre uma partícula de ar é nula:

$$\sum \vec{F} = \vec{F}_{CF} + \vec{F}_{CO} + \vec{F}_P = 0 \tag{7-11}$$

Note-se que, neste caso, a aceleração centrípeta foi deslocada para o mesmo membro da equação dos termos forçadores (as forças por unidade de massa do gradiente de pressão horizontal e de Coriolis), com mudança de sinal, tomando o papel de uma **força centrífuga por unidade de massa** $\left(-\frac{v^2}{R}\vec{n}\right)$ associada à rotação da partícula de ar no plano horizontal, que não deve ser confundida com a força centrífuga da rotação planetária que foi incluída na definição de g (e da vertical local). A equação (7-10) é uma equação do segundo grau, da forma $av^2 + bv + c = 0$, com $a = -\frac{1}{R}$, $b = -f$, $c = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n}$, é dada pela fórmula resolvente da equação do segundo grau $v = (-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac})/2a$:

$$v = -\frac{fR}{2} \mp \frac{R}{2} \sqrt{f^2 - \frac{4}{\rho R} \frac{\partial p}{\partial n}} \tag{7-12}$$

A utilização da expressão (7-10) (ou da solução (7-12)) requer algum cuidado devido à necessidade de estabelecer corretamente os sinais dos diferentes termos e, não menos importante, ao facto se tratar de uma equação do segundo grau para v , naturalmente com duas raízes, mas das quais só uma será relevante para o problema físico. A Figura 7-3 esquematiza a situação correspondente ao equilíbrio do vento do gradiente em sistemas de baixa (B) e alta pressão (A), no hemisfério norte. Em ambos os sistemas a força centrífuga tem, naturalmente, o **sentido centrífugo**, mas as forças do gradiente horizontal de pressão e de Coriolis trocam de posição. Ambos os sistemas satisfazem a equação (7-10), com $\frac{\partial p}{\partial n} < 0$ devido à inversão do sentido de \vec{n} , sendo $R < 0$ no anticiclone e $R > 0$ na depressão (no hemisfério norte).

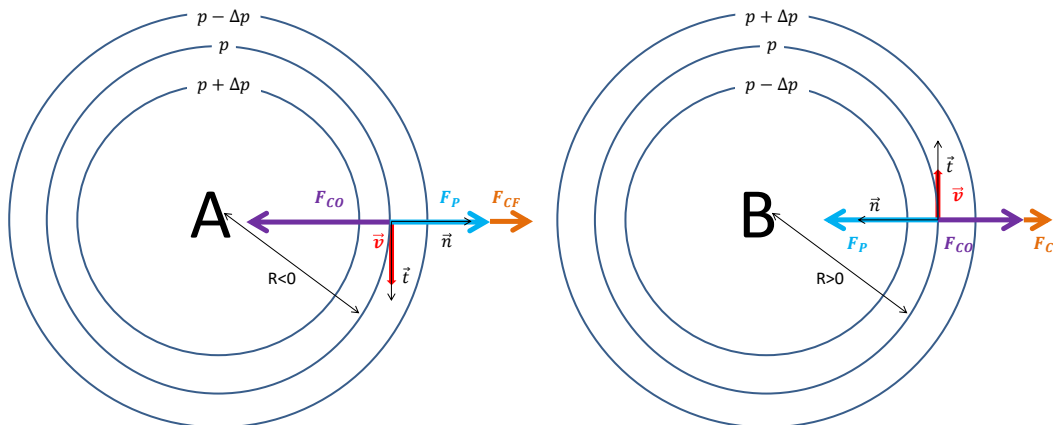


Figura 7-3 – Vento do gradiente (A) numa alta pressão e (B) numa depressão circulares no hemisfério norte.

Exercício 7-2. Numa região do hemisfério norte, à latitude de $45^\circ N$, observa-se um gradiente horizontal de pressão de $1.2 \text{ hPa}/100\text{km}$ a 500 km do centro de uma depressão circular. Calcule a velocidade do vento admitindo que é válida a aproximação do vento do gradiente. (b)

calcule a velocidade do vento geostrófico no mesmo local e com o mesmo gradiente de pressão. Admita que $\rho = 1.2 \text{ kg m}^{-3}$.

(a) Vamos utilizar a expressão (7-10). Tem-se:

$$R = +500 \times 10^3 \text{ m}, \frac{\partial p}{\partial n} = -\frac{120}{10^5} \text{ Pa m}^{-1}, f = 2\Omega \sin(45^\circ) \approx 1.031 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

Logo, a velocidade do vento será solução da equação do segundo grau:

$$-\frac{v^2}{500 \times 10^3} - 1.031 \times 10^{-4} v + \frac{1}{1.2} \frac{120}{10^5} = 0$$

Utilizando a fórmula resolvente da equação genérica $ay^2 + by + c = 0$, encontram-se as soluções matemáticas:

$$\begin{cases} v_1 = \frac{-b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \approx -59.91 \text{ ms}^{-1} \\ v_2 = \frac{-b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \approx 8.35 \text{ ms}^{-1} \end{cases}$$

A solução v_2 , de **sinal positivo e menor intensidade** é a **solução física**. A escolha da solução positiva parece natural, dada a definição da velocidade em coordenadas naturais, mas esse argumento é insuficiente. A razão da escolha é discutida adiante.

(b) O vento geostrófico calcula-se com a expressão (7-8):

$$v_g = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial n} \approx \frac{1}{1.2 \times 1.031 \times 10^{-4}} \frac{120}{10^5} \approx 9.7 \text{ ms}^{-1}$$

Conclui-se que, no caso da depressão, o vento do gradiente é menos intenso que o vento geostrófico (para o mesmo gradiente de pressão).

Exercício 7-3. Repita o exercício anterior para o caso de uma alta pressão, mantendo todos os outros parâmetros.

A única diferença é o sinal do raio de curvatura. Assim a equação a resolver será:

$$+\frac{v^2}{500 \times 10^3} - 1.031 \times 10^{-4} v + \frac{1}{1.2} \frac{120}{10^5} = 0$$

Com as soluções matemáticas:

$$\begin{cases} v_1 = \frac{(-b + \sqrt{b^2 - 4ac})}{2a} \approx 38.61 \text{ ms}^{-1} \\ v_2 = \frac{(-b - \sqrt{b^2 - 4ac})}{2a} \approx 12.95 \text{ ms}^{-1} \end{cases}$$

Neste caso ambas as soluções são positivas e o argumento utilizado no exercício anterior para selecionar a solução física não funciona. No entanto, também neste caso a solução física é a de **menor intensidade**, i.e. é a solução v_2 . A escolha da solução de menor intensidade, rodando no sentido ciclónico no caso da depressão e anticiclónico no caso da alta pressão, resulta do facto de essa solução ser sempre atingida em primeiro lugar quando o sistema se estabelece. Mais detalhes encontram-se no texto que se segue.

A natureza física das soluções anómalas da equação do vento do gradiente (7-10) está ilustrada na Figura 7-4 (cf. Figura 7-3).

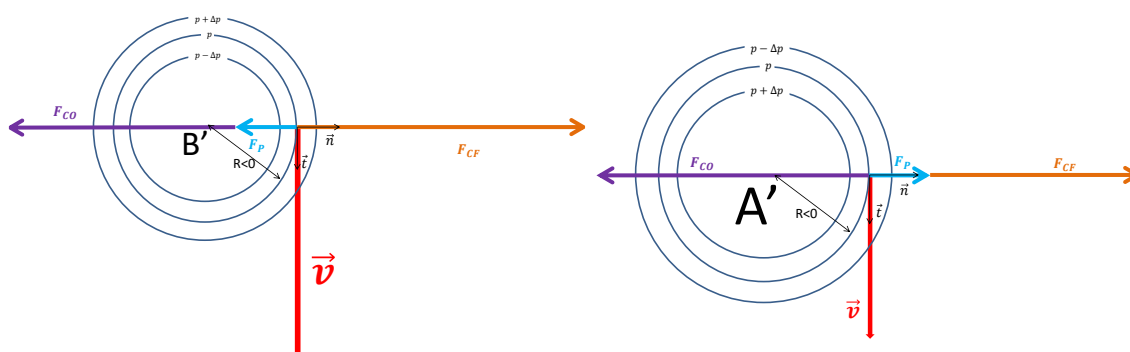


Figura 7-4 – Soluções **anómalas** da equação do vento do gradiente numa depressão e anticiclone circulares no hemisfério norte. Trata-se de soluções matemáticas que **não são observadas** no mundo real. Detalhes no texto.

No caso da depressão, a solução anómala corresponde a uma depressão que roda rapidamente no sentido anticiclónico, sendo o equilíbrio garantido por uma força centrífuga de grande intensidade, capaz de equilibrar a soma das forças do gradiente de pressão e de Coriolis. No caso do anticiclone, a solução anómala roda no mesmo sentido (anticiclónico) da solução física mas a uma velocidade mais elevada. A escolha da **solução de menor intensidade** e com o sentido correto de rotação (cyclónico na depressão e anticiclónico na alta pressão) fica clara quando se considera o processo de estabelecimento do equilíbrio geostrófico numa região com gradiente de pressão (Figura 7-2): o ar entra em circulação em resposta o gradiente de pressão, desviando-se para a direita no hemisfério norte, pelo que o sentido da circulação nas depressões é imposto pela condição inicial; no caso do anticiclone é claro que o ar atinge o estado de equilíbrio de baixa velocidade e não existe nenhum mecanismo capaz de o levar ao estado de equilíbrio de elevada velocidade.

A aproximação do vento do gradiente é aplicável a sistemas estacionários das latitudes médias e elevadas, na troposfera livre, i.e. longe da superfície. No caso de sistemas com velocidades muito elevadas e pequenos raios de curvatura, como é o caso dos furacões na sua zona de maior intensidade, junto da parede do olho, ou de tornados, o efeito da força centrífuga pode tornar-se muitíssimo maior que o da força de Coriolis, observando-se um equilíbrio entre a força centrífuga e a força do gradiente de pressão (equilíbrio ciclostrófico), a discutir na secção seguinte. No entanto, mesmo nesse caso pode aplicar-se corretamente a lei do vento do gradiente, de que o vento ciclostrófico é um caso particular.

Exercício 7-4. O furacão Katrina (Figura 7-5), responsável em 2005 pelo record de custos segurados nos USA, foi um furacão de categoria 5, com velocidade máxima sustentada de 258 km/h, e uma pressão mínima de 902 hPa. Admitindo que a velocidade máxima foi estabelecida a 50 km do

centro do olho do furacão, estime nesse ponto (a) as forças por unidade de massa, (b) o gradiente de pressão.



Figura 7-5 – Furacão Katrina (2005). Imagem MODIS. Fonte: <http://visibleearth.nasa.gov>

Aproximações: $\rho \approx 1.2 \text{ kg m}^{-3}$, $f \approx 2\Omega \sin(30^\circ) \approx 0.7 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$

Forças por unidade de massa (em módulo):

$$a_{CF} = \frac{v^2}{R} = \frac{\left(\frac{258}{3.6}\right)^2}{50 \times 10^3} \approx 0.1027 \text{ ms}^{-2}$$

$$a_{CO} = fv \approx 0.0052 \text{ ms}^{-2}$$

$$a_P \approx 0.1079 \text{ ms}^{-2}$$

Gradiente de pressão:

$$\frac{\Delta p}{\Delta n} = \rho a_P \approx 0.1295 \text{ Pa m}^{-1} \approx 130 \text{ hPa}/100\text{km}$$

Nota: o efeito de Coriolis é, nesta zona, só cerca de 5% dos outros termos forçadores.

A equação (7-12) do vento do gradiente, mostra uma assimetria notável entre depressões e anticiclones. Vamos considerar o caso no hemisfério norte, mas a mesma conclusão se pode tirar no hemisfério sul. Sendo em ambos os casos, como foi mostrado, $\frac{\partial p}{\partial n} < 0$, mas só sendo $R < 0$ nos anticiclones, a condição de o radicando ser positivo, necessária para se ter uma velocidade real, implica um **valor máximo para o gradiente de pressão no anticiclone**. Tem-se:

$$f^2 - \frac{4}{\rho R} \frac{\partial p}{\partial n} > 0 \Rightarrow f^2 - \frac{4}{\rho |R|} \frac{\Delta p}{\Delta n} > 0 \Rightarrow \frac{\Delta p}{\Delta n} < \frac{\rho |R|}{4} f^2 \quad (7-13)$$

No caso da depressão não existe, no entanto, qualquer limitação. Este resultado explica a razão pela qual os anticiclones são sempre sistemas extensos com gradientes de pressão (e conseqüente intensidades do vento) fracos, enquanto as depressões podem ser muito mais intensas e estarem associadas a ventos fortes.

Exercício 7-5. Estime o gradiente máximo de pressão a 500 km do centro de um anticiclone aos 40N.

$$\frac{\Delta p}{\Delta n} < 1.2 \times 5 \times 10^5 \times \frac{8.8 \times 10^{-9}}{4} \approx 1.3 \times 10^{-3} Pa m^{-1} = 1.3 hPa/100km$$

Vento ciclostrofico

Dado que a aceleração centrífuga varia quadraticamente com a velocidade e inversamente com o raio de curvatura, enquanto a aceleração de Coriolis só cresce linearmente com a velocidade, certos sistemas de pequena escala e/ou elevada velocidade podem atingir estados de equilíbrio estacionário com valores elevados do gradiente horizontal de pressão a ser compensados por valores igualmente elevados da força centrífuga, sendo desprezável o efeito de Coriolis. Nesse caso, a condição de equilíbrio escreve-se:

$$-\frac{v^2}{R} \vec{n} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} \vec{n} = 0 \quad (7-14)$$

A solução da equação (7-14) define o vento ciclostrofico:

$$v = \sqrt{-\frac{R}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n}} \quad (7-15)$$

A Figura 7-6 mostra que existem duas soluções alternativas, igualmente válidas, para o vento ciclostrofico. Em ambas as soluções o sistema em equilíbrio é depressionário, visto que a força centrífuga só pode ser equilibrada por uma força do gradiente de pressão de sentido oposto. A diferença entre as soluções consiste no sentido da rotação que tanto pode ser anti-horária como horária. Em ambos os casos o radicando da expressão (7-15) terá de ser positivo.

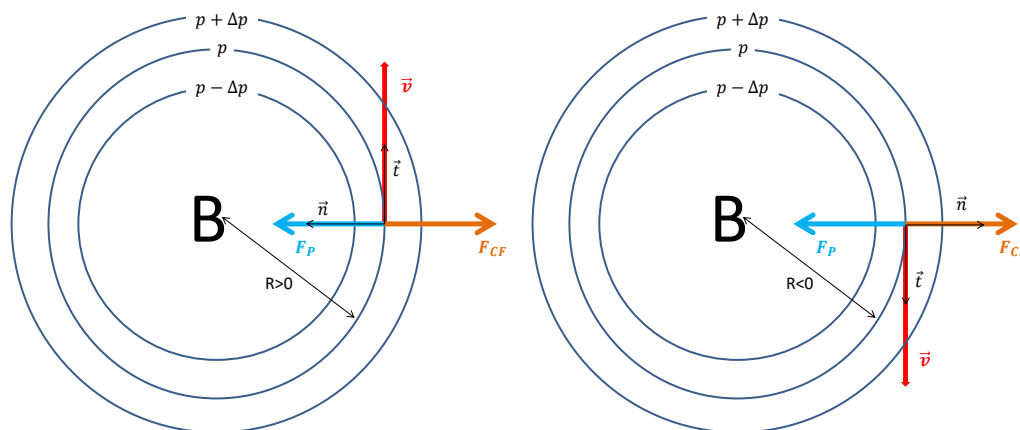


Figura 7-6 – Vento ciclostrofico: duas soluções possíveis. Estas soluções são independentes da latitude, pois o efeito de Coriolis é desprezável.

Apesar da equivalência entre as duas soluções do vento ciclostrófico, os sistemas ciclostróficos de maior dimensão rodam em geral no sentido ciclónico, como é típico das depressões, devido ao facto de o efeito de Coriolis ser relevante nas etapas iniciais do estabelecimento dessas circulações. No entanto, sistemas de muito pequena dimensão, como por exemplo os **dust devils** (turbilhões de poeira frequentes em zonas desérticas) rodam indiferentemente em ambos os sentidos. Os **tornados** são igualmente sistemas ciclostróficos, mas a sua rotação ocorre preferencialmente no sentido ciclónico.

Exercício 7-6. O tornado de Tomar em 7 de Dezembro de 2010, foi o primeiro tornado classificado como F3 em Portugal continental, com vento máximo estimado em 260 km/h (rajadas de 3 s) e com um raio (distância do centro ao ponto de vento máximo) estimado em 150 m. (a) Admitindo que o vento sustentado (vento médio durante a fase de maior intensidade) vale 2/3 do vento máximo, estime o gradiente de pressão. (b) Admitindo uma pressão ambiente de 1005 hPa, estime a pressão mínima. (c) Mostre que a aceleração de Coriolis é desprezável.

(a) O módulo do gradiente de pressão será:

$$\frac{\Delta p}{\Delta n} = \frac{\rho v^2}{R} \approx \frac{1.2 \times 48^2}{150} \approx 18.5 \text{ Pa m}^{-1} (= 18500 \text{ hPa}/100\text{km})$$

com

$$v \approx \frac{2}{3} \times 260 \times \frac{1000}{3600} \approx 48 \text{ m s}^{-1}$$

(b) Estimativa (grosseira)

$$p_{MIN} \approx 100500 - \frac{\Delta p}{\Delta n} \times 150 \approx 977 \text{ hPa}$$

(c) Acelerações:

$$|a_p| = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{\Delta n} \approx 15.455 \text{ m s}^{-2}$$

$$|a_{CF}| = \frac{v^2}{R} \approx \frac{48^2}{150} \approx 15.455 \text{ m s}^{-2}$$

$$|a_{CO}| = f v \approx 48 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-2}$$

Efeito do atrito

A solução do vento do gradiente é uma boa aproximação na **atmosfera livre** (acima dos 1000 m) mas não na **camada limite atmosférica**, junto da superfície. Na camada limite, o escoamento é afetado pela interação com a superfície, responsável pela manutenção de níveis significativos de turbulência, cujo efeito sobre a circulação atmosférica é qualitativamente semelhante ao do atrito. Admitindo que o efeito do atrito é de desaceleração do movimento, a força de atrito terá a mesma direção e sentido oposto ao do vetor velocidade. A força de Coriolis, por sua vez é sempre perpendicular ao vetor velocidade (para a direita no hemisfério norte). Assim, a condição de equilíbrio correspondente à situação estacionária sem curvatura, i.e.

$$\vec{F}_P + \vec{F}_{CO} + \vec{F}_{Atrito} = 0 \quad (7-16)$$

só pode ser realizada com um vento que, em vez de ser paralelo às isóbaras, as atravessa no sentido das baixas pressões, conforme ilustrado na Figura 7-7.

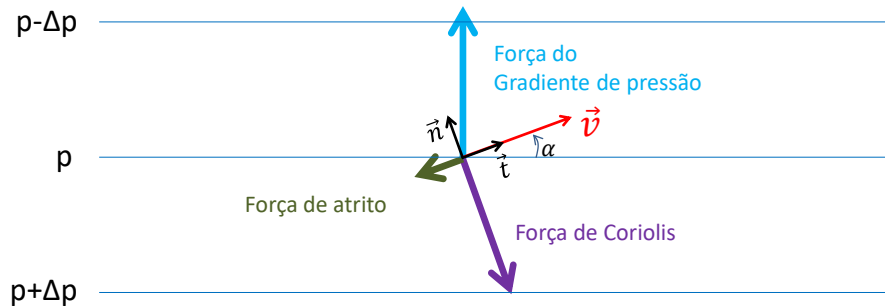


Figura 7-7 – Vento estacionário na presença de atrito em região com gradiente horizontal de pressão constante, no hemisfério norte.

Considerando uma unidade de massa e o sistema de coordenadas naturais representado na Figura 7-7, A equação (7-16) pode escrever-se como um sistema de 2 equações para as componentes das acelerações nas direções \vec{n} e \vec{t} :

$$\begin{cases} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} \cos \alpha - f v = 0 \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} \sin \alpha - a_A = 0 \end{cases} \quad (7-17)$$

onde α é o ângulo entre as isóbaras e o vento (cf. Figura 7-7) e a_A é a aceleração devida ao atrito (força por unidade de massa). O atrito traduz-se assim numa alteração da direção do vento, que deixa de ser paralelo às isóbaras, e numa redução da sua intensidade, quando comparado com o vento geostrófico para o mesmo gradiente de pressão:

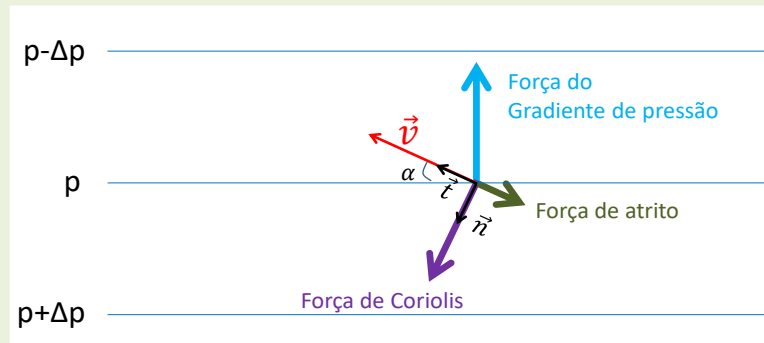
$$v = \frac{1}{\rho f} \frac{\Delta p}{\Delta n} \cos \alpha = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial n} \cos \alpha \quad (7-18)$$

Notar na Figura 7-7 que $\frac{\Delta p}{\Delta n} = -\frac{\partial p}{\partial n}$.

Exercício 7-7. Aos 35°S observa-se um gradiente de pressão constante de 0.8 hPa/100km crescendo a pressão para sul, e um ângulo de 25° entre o vento e as isóbaras, com um escoamento estacionário. (a) esquematize o equilíbrio de forças aplicadas numa partícula de ar; (b) calcule a

intensidade do vento; (c) calcule as várias forças por unidade de massa. Admita que $\rho = 1.2 \text{ kg m}^{-3}$.

(a) Nota: trata-se do hemisfério sul (a aceleração de Coriolis $-fv\vec{n}$ tem a direcção \vec{n} pois $f < 0$)



(b) Utiliza-se (7-18):

$$v = \frac{1}{\rho f} \frac{\Delta p}{\Delta n} \cos \alpha \approx 7.2 \text{ ms}^{-1}$$

(c)

$$a_p = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{\Delta n} \approx 6.6 \times 10^{-4} \text{ ms}^{-2}$$

$$a_{CO} = fv \approx 6.0 \times 10^{-4} \text{ ms}^{-2}$$

$$a_{At} = a_p \sin \alpha \approx 2.8 \times 10^{-4} \text{ ms}^{-2}$$

Vento estacionário com atrito e curvatura

O efeito do atrito pode ser facilmente incluído na equação do vento do gradiente, estabelecendo o caso mais geral das soluções estacionárias consideradas. Tal como no caso ilustrado na Figura 7-7, o atrito traduz-se num desvio do vento no sentido das baixas pressões. Fazendo $\frac{\Delta p}{\Delta n} = |\nabla p|$, tem-se:

$$\begin{cases} -\frac{v^2}{R} - fv + \frac{1}{\rho} |\nabla p| \cos \alpha = 0 \\ -\frac{1}{\rho} |\nabla p| \sin \alpha - a_{At} = 0 \end{cases} \quad (7-19)$$

Assim, o vento será dado por:

$$v = -\frac{fR}{2} \mp \frac{R}{2} \sqrt{f^2 + \frac{4}{\rho R} |\nabla p| \cos \alpha} \quad (7-20)$$

onde a solução física será, em cada caso, a de menor valor absoluto. Tal como no caso do vento do gradiente terá de se ter em conta o sinal do raio de curvatura R (>0 em circulações anti-horárias, <0 caso contrário), e verifica-se sempre que $\frac{\partial p}{\partial n} < 0$. O sinal de f distinguirá a solução em função do hemisfério. Note que a equação (7-20) tem como caso particular a solução do vento do gradiente, obtida quando $\alpha = 0$.

Exercício 7-8. Aos $40^\circ N$ observa-se um gradiente de pressão de $1.1 \text{ hPa}/100\text{km}$, a 400km do centro de uma depressão circular, verificando-se que o vento faz um ângulo de 30° com as isóbaras. Calcule a velocidade do vento admitindo uma situação estacionária e $\rho = 1.2 \text{ kg m}^{-3}$.

Utilizando a equação (7-20), obtém-se

$$v = \begin{cases} 7.12 \text{ m s}^{-1} \\ -44.62 \text{ m s}^{-1} \end{cases}$$

A solução física será $v = 7.12 \text{ m s}^{-1}$ (cf. Figura 7-8).

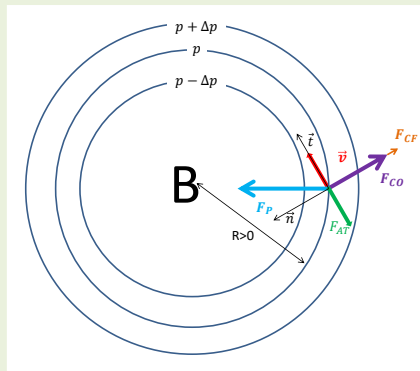


Figura 7-8 – Vento estacionário com atrito numa depressão (hemisfério norte). Forças por unidade de massa à escala.

Exercício 7-9. Repita o exercício anterior para o caso de um anticiclone.

A única alteração a fazer resulta do sinal de R , sendo neste caso $R = -400 \times 10^3 \text{ m}$. As soluções possíveis são:

$$v = \begin{cases} 12.92 \text{ m s}^{-1} \\ 24.58 \text{ m s}^{-1} \end{cases}$$

Logo, a solução será $v = 12.92 \text{ m s}^{-1}$. Cf. Figura 7-9.

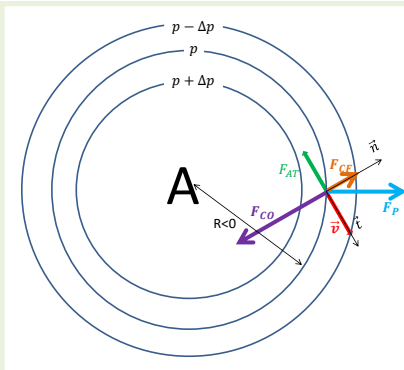


Figura 7-9 – Vento estacionário com atrito num anticiclone (hemisfério norte). Forças por unidade de massa à escala.

8. Geometria do escoamento horizontal: vorticidade e divergência

À escala sinóptica, isto é, em sistemas caracterizados por dimensão horizontal superior às centenas de km e tempos de vida de vários dias, nas latitudes médias e elevadas, o escoamento atmosférico é quase horizontal e encontra-se fortemente ligado à geometria do campo da pressão. Em primeira aproximação o vento nestes sistemas é dado pela equação do vento do gradiente, com uma correção associada ao efeito do atrito, especialmente na camada perto da superfície.

A geometria do campo da pressão atmosférica em superfícies horizontais e a do escoamento que lhe está associado, dão indicações importantes sobre o **estado do tempo**, i.e. sobre a localização de sistemas meteorologicamente ativos, capazes de produzir precipitação ou vento intenso, e também sobre a sua evolução futura.

Topografia da pressão

A geometria do campo da pressão é geralmente caracterizada por **isolinhas** desse campo, i.e. **isóbaras** com pressões regularmente espaçadas (e.g. ... 996hPa, 1000hPa, 1004hPa,...). A análise de cartas de pressão, i.e. da distribuição de isóbaras numa superfície horizontal, é semelhante à análise topográfica ou do relevo, a partir de linhas de nível num mapa. Por vezes as isóbaras isolam regiões muito localizadas de **alta pressão** ou de **baixa pressão**, em torno de um **ponto** em que a pressão atinge um máximo ou um mínimo local. Na Figura 8-1 mostra-se um exemplo idealizado de cada um desses sistemas: um **anticiclone** (núcleo de altas pressões) e uma **depressão** (núcleo de baixas pressões).

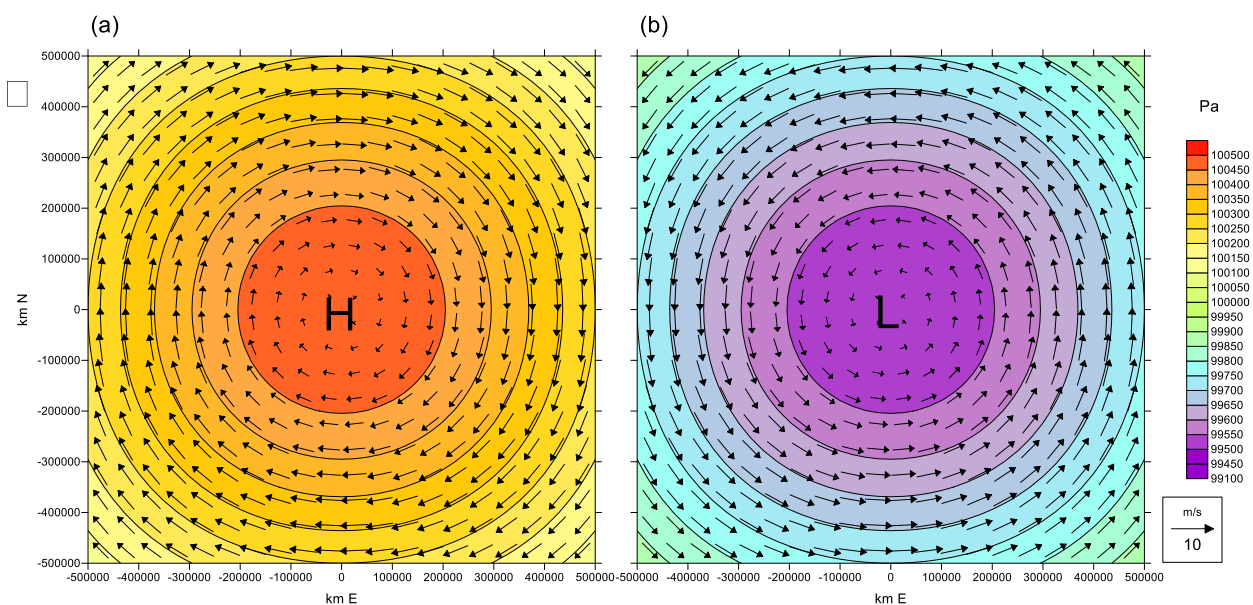


Figura 8-1 – Circulação geostrófica nas latitudes médias do hemisfério norte em: (a) Anticiclone (H); (b) Depressão (L). Indicados: pressão (escala de cor em pascal, Pa) e vento (vetores, m/s). As isóbaras são, nestes escoamentos, linhas de corrente (paralelas ao vento).

Quando as isóbaras não são linhas fechadas, é ainda possível localizar zonas singulares do campo da pressão, semelhantes a vales topográficos e a cristas montanhosas, ou seja **linhas** em que a pressão é mínima (**vale**) ou máxima (**crista**) para um observador que se desloque na perpendicular a essas linhas. A Figura 8-2 mostra um exemplo idealizado de um campo de pressão caracterizado por uma sequência de cristas e vales.

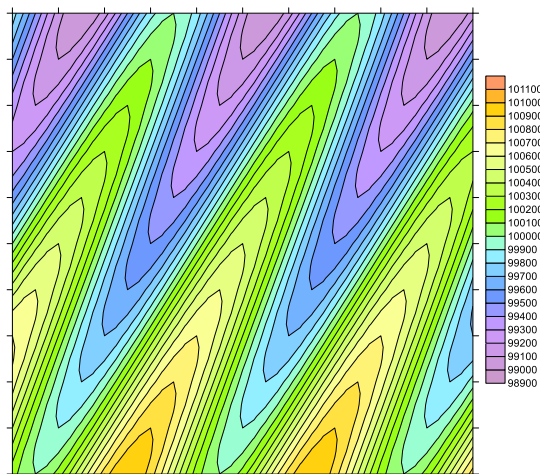


Figura 8-2 – Campo ondulatório da pressão, com seqüência de **cristas de altas pressões** (regiões verde-amarelas) e **vales depressionários** (regiões azul-roxas) orientadas na direção SSW-NNE.

A distribuição de pressão no mundo real é naturalmente mais complexa que os exemplos idealizados da Figura 8-1 ou da Figura 8-2. A Figura 8-3 apresenta um exemplo realista de uma distribuição de pressão à escala sinóptica, produzida por um modelo numérico. No domínio representado, correspondente a uma fração importante do Atlântico Norte, estão identificadas 3 depressões, a SW da Terra Nova (L956, pressão mínima 956 hPa), no golfo da Biscaia (L996) e no limite SW do mapa (L1010), e um anticiclone (H1020 a SE dos Açores). O anticiclone estende-se em crista para norte. A depressão no golfo da Biscaia estende-se em vale para sul. Em várias outras zonas observam-se ligeiras assimetrias das isolinhas que se traduzem em vales e cristas localizados. Muito claramente, as regiões de precipitação aparecem associadas às depressões e a zonas de vale depressionário.

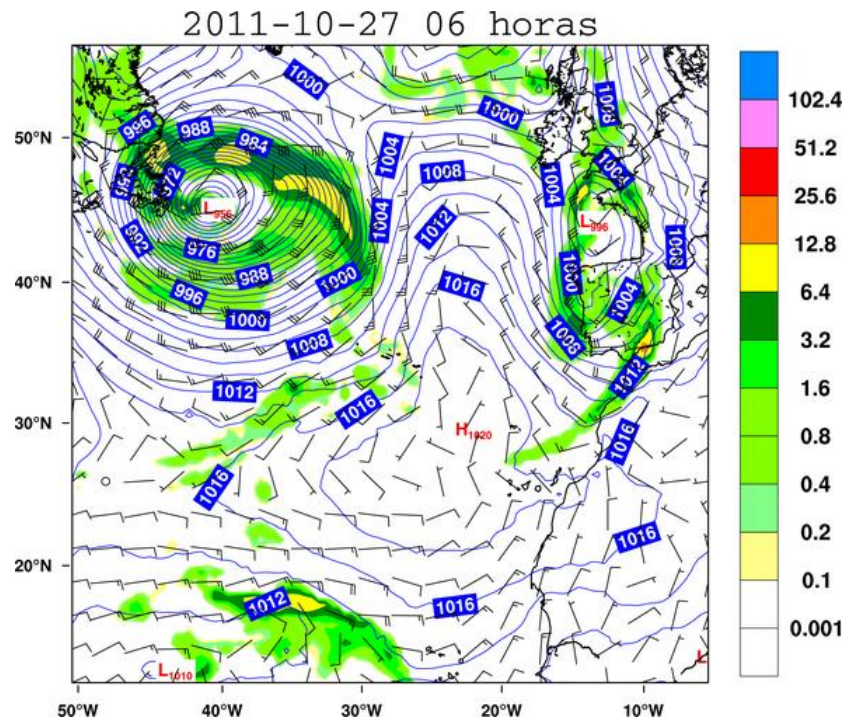


Figura 8-3 – Pressão ao nível médio do mar (isolinhas azuis), vento (símbolos) e precipitação (mm/3h, escala de cores), previstas pelo modelo WRF (www.weather.ul.pt)

A geometria do campo da pressão e a circulação atmosférica associada não são, em geral, estacionários, evoluindo ao longo do tempo. No entanto, essa evolução ocorre de forma a permitir a identificação dos sistemas de pressão em cartas sucessivas. A Figura 8-4 mostra a evolução prevista para a situação meteorológica apresentada na Figura 8-3. Aí é fácil identificar a evolução da depressão que 9 horas antes se encontrava a SW da Terra Nova: esta depressão (agora identificada como L970) deslocou-se para Leste, trajetória típica nesta latitude, tendo sofrido alguma atenuação (enchimento). O anticiclone dos Açores sofreu intensificação e deslocou-se ligeiramente para Leste.

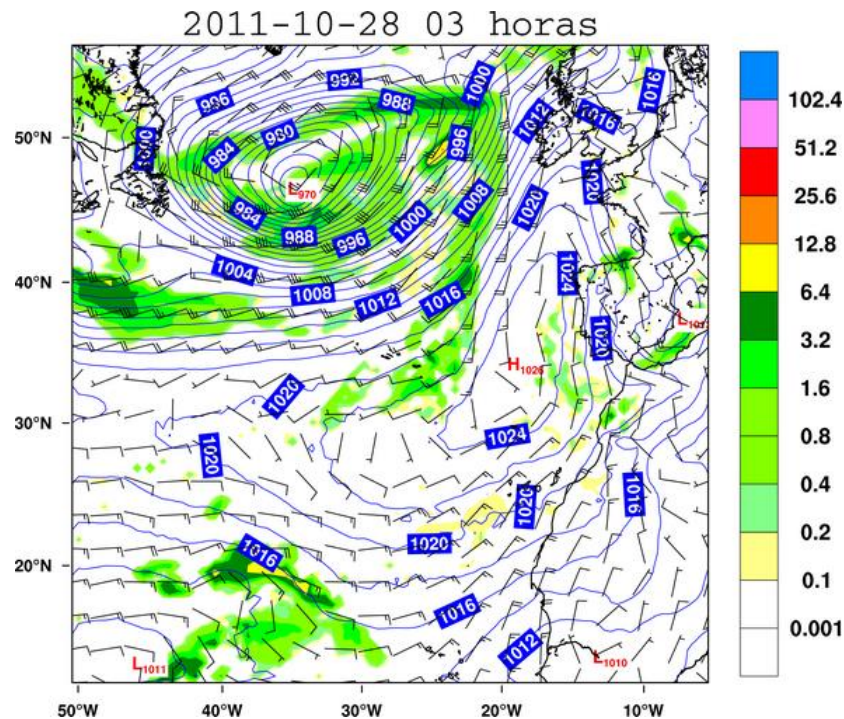


Figura 8-4 – Evolução prevista para a situação representada na Figura 8-3, 9 horas mais tarde.

Linhas de corrente e trajetórias

Em escoamentos horizontais, estacionários e sem atrito, é válida a aproximação do vento do gradiente, ou a aproximação geostrófica se as isóbaras forem linhas retas paralelas, verificando-se que: (a) os vetores velocidade são paralelos às isóbaras, constituindo estas as **linhas de corrente** do escoamento; (b) as partículas de ar deslocam-se paralelamente a essas linhas, i.e. as linhas de corrente coincidem com as **trajetórias**. Em escoamentos reais, não estacionários e com atrito, as linhas de corrente não coincidem com as isóbaras, existindo transferência de ar através das isóbaras devido tanto ao atrito como à aceleração tangencial, e as trajetórias e as linhas de corrente também não coincidem.

As trajetórias seguidas por partículas de ar num escoamento real podem constituir padrões intrincados, só possíveis de calcular a partir do conhecimento detalhado da distribuição tridimensional da velocidade ao longo do tempo, isto é de um filme 3D do escoamento. As linhas de corrente, por sua vez, são definidas a partir de campos instantâneos, podendo ser visualizadas em mapas meteorológicos, a partir da distribuição das velocidades. A geometria das linhas de corrente fornece informação relevante sobre a natureza do escoamento. A Figura 8-5 mostra duas situações idealizadas em que se observa aproximação das linhas de corrente ao longo de escoamento, designada por **confluência** (Figura 8-5a), ou afastamento entre essas linhas de corrente, designada por **difluência** (Figura 8-5b).

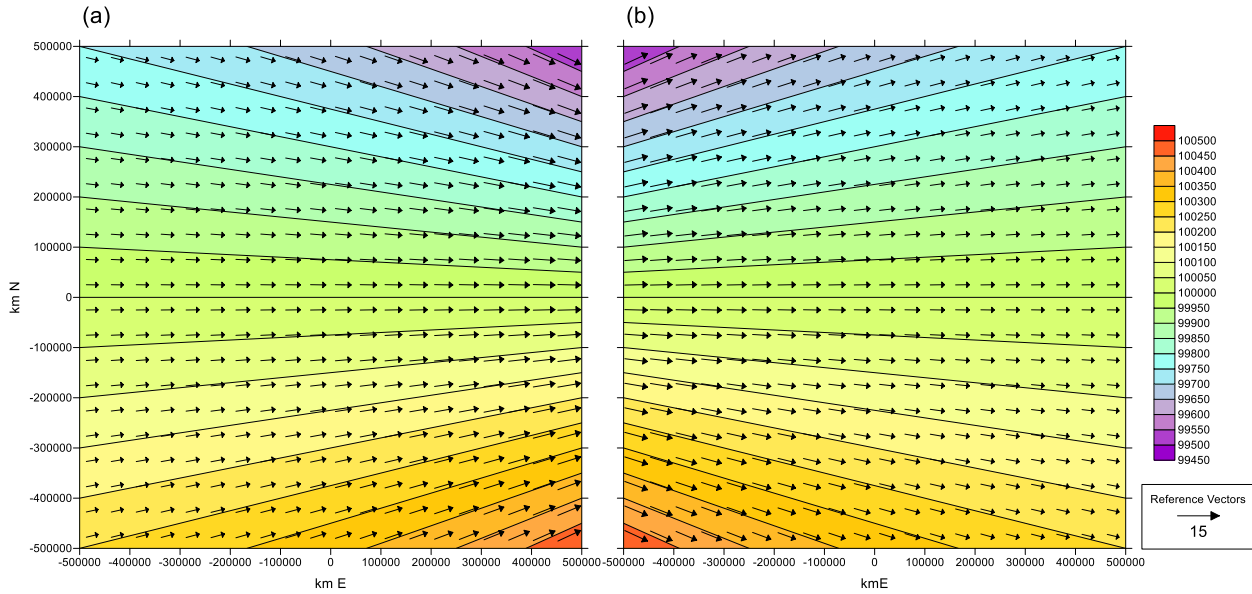


Figura 8-5 – escoamento idealizado (a) confluyente; (b) difluente. As isóbaras são paralelas ao vento, i.e. são linhas de corrente.

A Figura 8-6 exemplifica um escoamento complexo, com uma distribuição de velocidade com zonas de confluência (B,E) e difluência (A,F), zonas de aceleração, em que o módulo da velocidade aumenta ao longo da linha de corrente (B,E) e desaceleração, em que o módulo de velocidade diminui ao longo da linha de corrente (A,F) e zonas de recirculação (C,D).

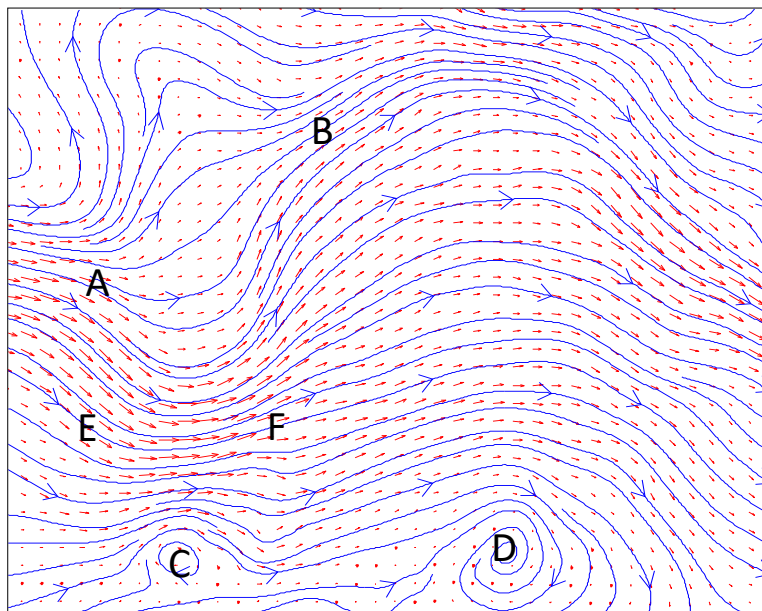


Figura 8-6 – Escoamento complexo: vetores velocidade (setas vermelhas), linhas de corrente (linhas orientadas azuis).

Vorticidade

Os centros de alta e de baixa pressão estão associados a circulações fechadas, constituindo **vórtices** (turbilhões) cujo sentido de rotação é estabelecido pelo equilíbrio geostrófico, com as correções devidas à curvatura das isóbaras e ao atrito. A intensidade desses vórtices pode ser definida por uma grandeza derivada do campo da velocidade: a **vorticidade relativa**. A vorticidade é um vetor. No caso do escoamento horizontal, esse vetor tem a direção vertical e o seu sentido é dado pela **regra da mão direita**: considere o movimento de um rotor colocado no fluido e empurrado por este, faça deslizar os 4 dedos da mão no mesmo sentido desse rotor com o polegar na direção perpendicular a esse movimento, a vorticidade tem o sentido do polegar.

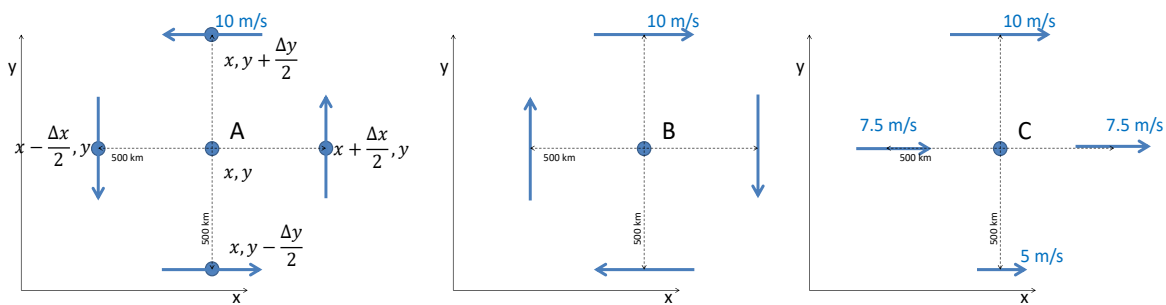


Figura 8-7 – Regiões com vorticidade (A) positiva e (B, C) negativa. Na figura da esquerda está explicada a geometria do cálculo em diferenças finitas com $\Delta x = \Delta y = 500 \text{ km}$.

A **vorticidade relativa** do escoamento horizontal é uma das medidas básicas da estrutura espacial desse escoamento, sendo definida por:

$$\vec{\zeta} = \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \vec{k} = \zeta \vec{k} \tag{8-1}$$

Aplicando a expressão (8-1) aos exemplos da Figura 8-7 e notando que as derivadas podem ser calculadas como **diferenças finitas** (cf. Figura 8-7a):

$$\begin{cases} \frac{\partial v}{\partial x} \approx \frac{v\left(x + \frac{\Delta x}{2}, y\right) - v\left(x - \frac{\Delta x}{2}, y\right)}{\Delta x} \\ \frac{\partial u}{\partial y} \approx \frac{u\left(x, y + \frac{\Delta y}{2}\right) - u\left(x, y - \frac{\Delta y}{2}\right)}{\Delta y} \end{cases} \tag{8-2}$$

Pode calcular-se o valor da vorticidade nos 3 casos da figura:

Caso	$\frac{\partial u}{\partial y}$	$\frac{\partial v}{\partial x}$	ζ
A	$-\frac{20}{500 \times 10^3}$	$\frac{20}{500 \times 10^3}$	$\frac{40}{500 \times 10^3} = 0.8 \times 10^{-4} s^{-1}$
B	$\frac{20}{500 \times 10^3}$	$-\frac{20}{500 \times 10^3}$	$-\frac{40}{500 \times 10^3} = -0.8 \times 10^{-4} s^{-1}$
C	$\frac{5}{500 \times 10^3}$	0	$-\frac{5}{500 \times 10^3} = 10^{-5} s^{-1}$

No hemisfério norte, os anticiclones e as cristas de altas pressões constituem regiões com vorticidade negativa, enquanto as depressões e os vales depressionários constituem regiões com vorticidade positiva (vetor vorticidade virado para cima). **No hemisfério sul os sinais invertem**, pois o sentido da rotação (definido pela força de Coriolis) é oposto ao do hemisfério norte. Na zona equatorial não existe uma relação direta entre o campo da pressão e a vorticidade, visto que a força de Coriolis (sobre o escoamento horizontal) se anula.

Exercício 8-1. Considere a distribuição de vento representada na Figura 8-8, na vizinhança do ponto X. Os rumos estão alinhados com uma das 8 direções principais da rosa-dos-ventos (N,NW,W,SW,S,SE,E,NE). Calcule a vorticidade relativa em X.

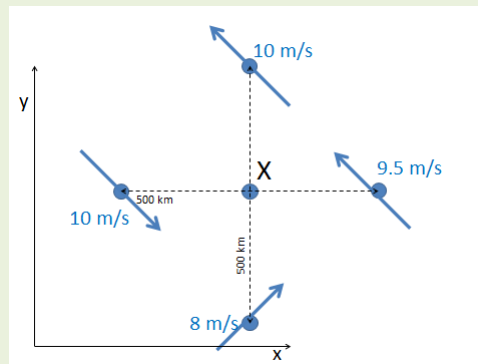


Figura 8-8 – Vento

Lendo a figura:

$$u\left(x, y - \frac{\Delta y}{2}\right) = 8 \cos 45^\circ \approx 5.66 \text{ ms}^{-1}$$

$$u\left(x, y + \frac{\Delta y}{2}\right) = -10 \cos 45^\circ \approx -7.07 \text{ ms}^{-1}$$

$$v\left(x - \frac{\Delta x}{2}, y\right) = -10 \sin 45^\circ \approx -7.07 \text{ ms}^{-1}$$

$$v\left(x + \frac{\Delta x}{2}, y\right) = 9.5 \sin 45^\circ \approx 6.72 \text{ ms}^{-1}$$

Logo (cf. (8-2)):

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \approx 0.53 \times 10^{-4} s^{-1}$$

Divergência

A geometria de um campo vetorial bidimensional (e por maioria de razão a de um campo tridimensional) não é totalmente caracterizada pela vorticidade. As primeiras derivadas das componentes da velocidade podem ser combinadas de outras formas independentes. Assume especial importância a **divergência** do campo da velocidade, definida em duas dimensões por:

$$\delta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \tag{8-3}$$

e, em 3 dimensões:

$$\delta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \tag{8-4}$$

A divergência é um **escalar**. A Figura 8-9 mostra exemplos de uma circulação horizontal fracamente divergente ($\delta > 0$) e de uma circulação fortemente convergente ($\delta < 0$). Utilizando a definição (8-3) e as aproximações numéricas:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} \approx \frac{u(x + \frac{\Delta x}{2}, y) - u(x - \frac{\Delta x}{2}, y)}{\Delta x} \\ \frac{\partial v}{\partial y} \approx \frac{v(x, y + \frac{\Delta y}{2}) - v(x, y - \frac{\Delta y}{2})}{\Delta y} \end{cases} \tag{8-5}$$

Pode facilmente concluir-se que $\delta_A \approx 4.8 \times 10^{-6} s^{-1}$ e $\delta_B \approx -7.5 \times 10^{-5} s^{-1}$.

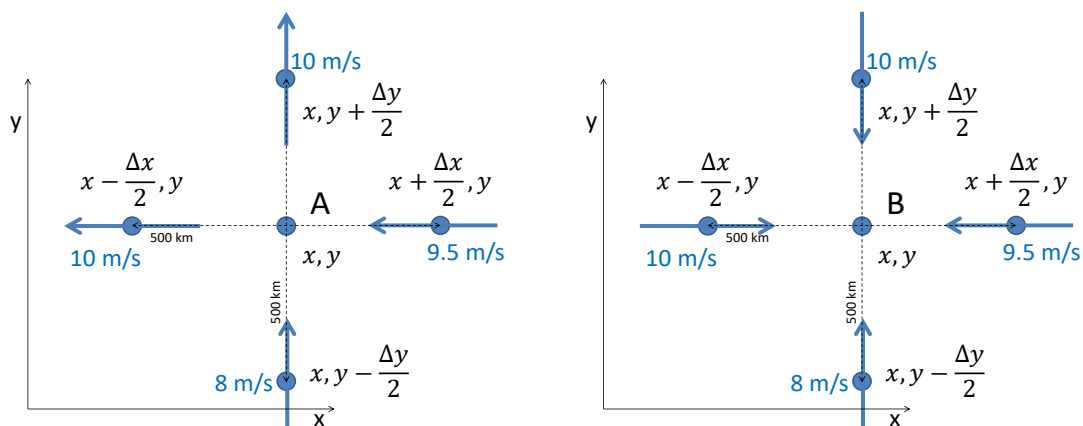


Figura 8-9 – Circulação: (a) divergente e (b) convergente.

A divergência (ou convergência) está diretamente associada ao transporte de massa pelo escoamento. Em fluidos incompressíveis, como é o caso dos líquidos, a divergência tridimensional (8-4) é nula, pelo que só poderá existir divergência ou convergência horizontal se houver movimento vertical de compensação (a *circulação secundária*, cf. Figura 8-11). No caso do ar existe compressibilidade, no entanto, a um dado nível, a densidade varia pouco, e o módulo da divergência tridimensional é sempre muito reduzido. No plano horizontal, a divergência é, à escala sinóptica, muito menor que a vorticidade (notar que elas são dadas nas mesmas unidades em s^{-1}) e é pelo menos parcialmente compensada por movimento vertical secundário, tal como nos fluidos incompressíveis.

Exercício 8-2. Considere a distribuição de vento representada na Figura 8-8, na vizinhança do ponto X. Os rumos estão alinhados com uma das 8 direções principais da rosa-dos-ventos (N,NW,W,SW,S,SE,E,NE). Calcule a divergência em X.

Tem-se:

$$u\left(x + \frac{\Delta x}{2}, y\right) \approx -6.72 \text{ ms}^{-1}$$

$$u\left(x - \frac{\Delta x}{2}, y\right) \approx 7.07 \text{ ms}^{-1}$$

$$v\left(x, y - \frac{\Delta y}{2}\right) \approx 5.66 \text{ ms}^{-1}$$

$$v\left(x, y + \frac{\Delta y}{2}\right) \approx 7.07 \text{ ms}^{-1}$$

Logo:

$$\delta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \approx -2.5 \times 10^{-5} s^{-1}$$

Circulação secundária em depressões e anticiclones

A Figura 8-10 mostra as circulações divergente e convergente em torno de um anticiclone e de uma depressão, respetivamente, no hemisfério norte, calculadas com a expressão (7-20).

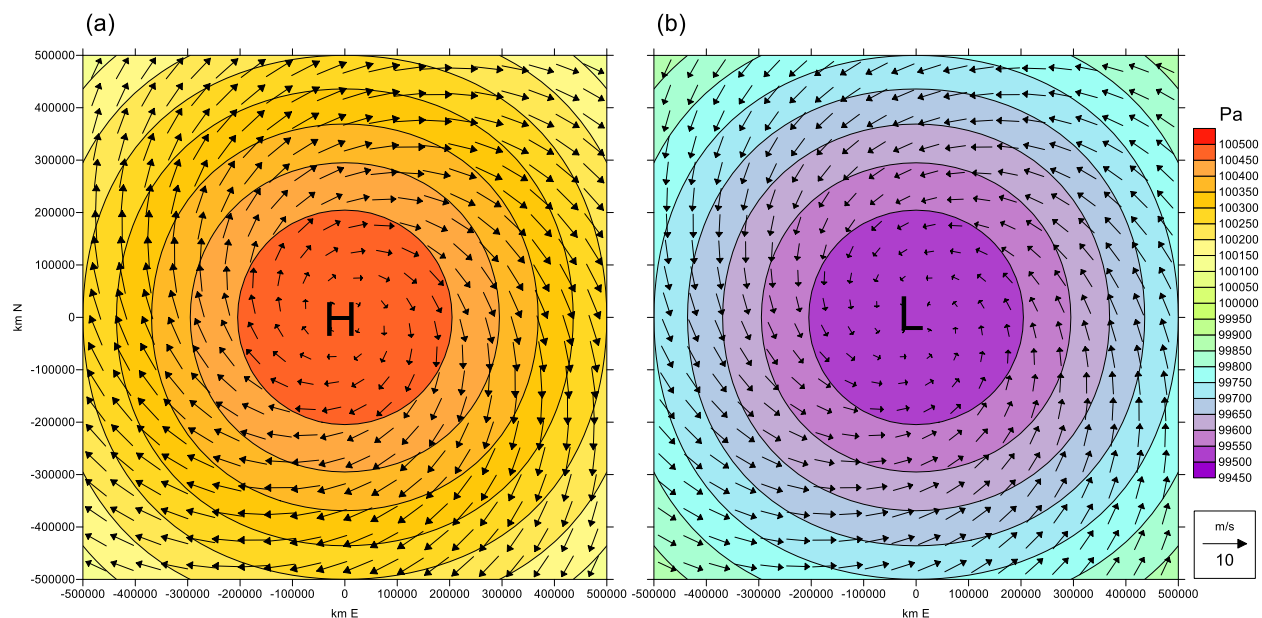


Figura 8-10 – Circulação (a) divergente em anticiclone e (b) convergente em depressão. Indicados: pressão (escala de cor em pascal, Pa) e vento (vetores, m/s). Vento calculado na aproximação do vento do gradiente com atrito (cf. expressão (7-20)), com um ângulo de 20° entre o vento e as isóbaras, para o Hemisfério Norte.

Os campos de pressão da Figura 8-10 são idênticos aos utilizados na Figura 8-1. Os campos de vento são no entanto qualitativamente diferentes. Na Figura 8-1 o vento, calculado com a aproximação geostrófica, é paralelo às isóbaras e o campo tem vorticidade, mas não tem divergência. O campo de vento da Figura 8-10 calculado com a aproximação do vento do gradiente, com atrito imposto indiretamente pela especificação de um ângulo entre o vento e as isóbaras de 20° , apresenta, simultaneamente, vorticidade e divergência. Adicionalmente o vento na Figura 8-10 é afetado pela curvatura das isóbaras, em consequência da aproximação do vento do gradiente.

A Figura 8-10 mostra que o atrito implica transporte de ar através das isóbaras na camada limite. Se esse transporte não for compensado em altitude, a consequência será o esvaziamento dos anticiclones e o enchimento das depressões, resultando numa eliminação do gradiente horizontal de pressão. Inversamente, como sabemos que estes sistemas tendem a manter-se durante vários dias, ou mesmo semanas no caso dos sistemas estacionários como o anticiclone dos Açores, isso quer dizer que a convergência de ar na camada limite das depressões e a divergência na camada limite dos anticiclones são compensadas por transportes opostos na atmosfera livre. A Figura 8-11 esquematiza a **circulação secundária** em depressões e anticiclones estacionários, i.e. a circulação através das isóbaras (no plano horizontal e vertical).

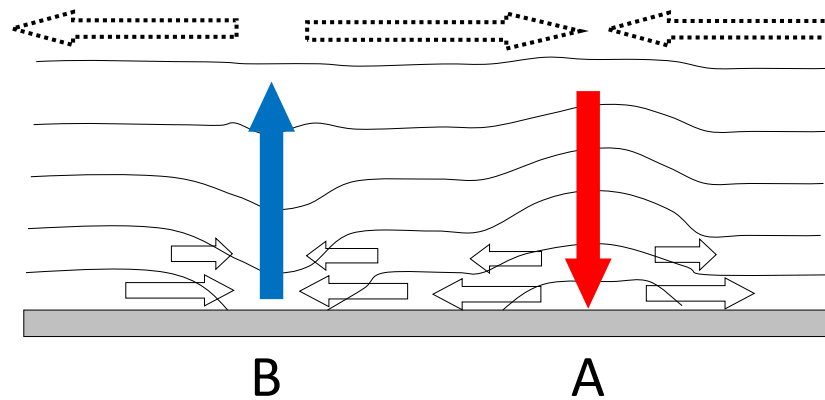


Figura 8-11 – Circulação secundária em depressões e anticiclones.

Apesar de a componente do vento horizontal através das isóbaras ser significativa, tal como foi mostrado na Figura 7-8 e na Figura 7-9, a intensidade da circulação vertical necessária para compensar a convergência ou divergência de massa na camada limite é muitíssimo modesta.

Exercício 8-3. Considere a depressão do Exercício 7-8. Admita que as condições referidas são válidas nos primeiros 1000m. Estime o movimento vertical médio aos 1000m.

O vento horizontal através das isóbaras calcula-se facilmente:

$$v_{\perp} = v \sin \alpha \approx 3.56 \text{ ms}^{-1}$$

O transporte horizontal de massa na camada limite para o interior da depressão será (fluxo por unidade de massa \times área lateral do cilindro):

$$\rho v_{\perp} 2\pi R h$$

A condição de conservação da massa implica que esta convergência terá de ser compensada por transporte ascendente através da superfície dos 1000m:

$$\rho v_{\perp} 2\pi R h = \rho w \pi R^2$$

Logo:

$$w = v_{\perp} \frac{2h}{R} = v_{\perp} \frac{2000}{400000} = \frac{v_{\perp}}{200} \approx 1.8 \text{ cms}^{-1}$$

Este resultado mostra que o facto de estes sistemas serem muito mais extensos na direção horizontal que na direção vertical implica que a velocidade vertical à escala sinóptica é muito inferior à velocidade horizontal.

Vorticidade absoluta

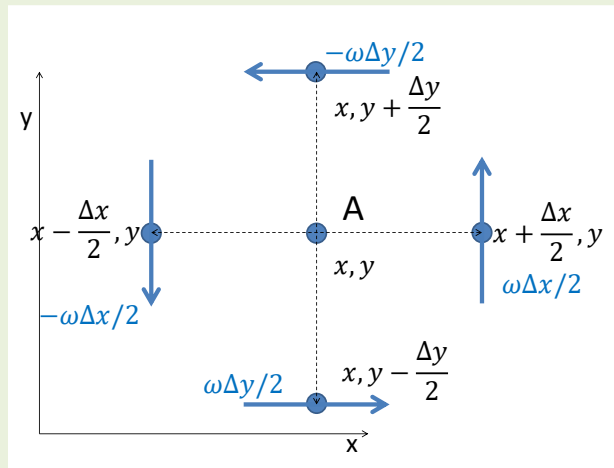
A vorticidade relativa definida anteriormente é calculada a partir da distribuição do vento, medido num referencial que está em rotação (a Terra). O planeta roda à velocidade $\vec{\Omega}$, vetor dirigido na direção do eixo

da Terra no sentido Norte, com intensidade $\Omega = \frac{2\pi}{\text{dia sideral}} \approx 7.292 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$. Na latitude φ esse vector tem componente vertical $\Omega_z = \Omega \sin \varphi$. A rotação planetária está associada a uma vorticidade, a **vorticidade planetária**, cuja componente vertical é simplesmente $2\Omega \sin \varphi = f$. A componente vertical da **vorticidade absoluta**, ξ , é então a soma da (componente vertical da) vorticidade relativa, ζ , com a (componente vertical da) vorticidade planetária f :

$$\xi = \zeta + f \tag{8-6}$$

Exercício 8-4. Mostre que um corpo em rotação sólida com velocidade angular ω tem vorticidade 2ω .

Num corpo em rotação sólida, a velocidade linear à distância R do centro de rotação é dada por $v = \omega R$. Logo, a distribuição de velocidades na vizinhança do centro de rotação é dada por (no caso de $\omega > 0$, se $\omega < 0$ a rotação seria em sentido inverso mas o resultado continua válido):



Logo tem-se:

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \approx \frac{\frac{\omega\Delta x}{2} - \left(-\frac{\omega\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} - \frac{\frac{\omega\Delta y}{2} - \frac{\omega\Delta y}{2}}{\Delta y} = 2\omega$$

Note que o cálculo é independente dos valores escolhidos para $\Delta x, \Delta y$, e também da localização do ponto A (por simplicidade colocado no centro de rotação).

Exercício 8-5. Utilizando a equação do vento do gradiente (7-12), aplicada a um anticiclone circular de raio de curvatura $R < 0$, mostre que a vorticidade absoluta no hemisfério norte não pode ser negativa.

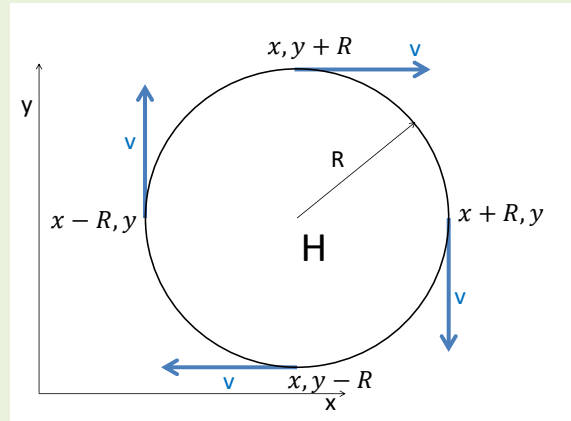
A vorticidade absoluta é $\zeta + f$. No hemisfério norte $f > 0$ e só seria possível atingir valores negativos em anticiclone com elevada vorticidade relativa (negativa). No entanto o gradiente de pressão nos anticiclones está limitado. O maior gradiente permitido, correspondente ao anticiclone mais rápido é dado por (7-13):

$$\left| \frac{\partial p}{\partial n} \right| = \frac{\rho |R| f^2}{4}$$

correspondendo a um vento do gradiente anticiclónico máximo de

$$v = -\frac{fR}{2}$$

Notar que $R < 0$. À distância $|R|$ do centro do anticiclone, o vento distribui-se de acordo com a figura:



Vento do gradiente em anticiclone (hemisfério norte).

Utilizando diferenças finitas, calcula-se a vorticidade relativa:

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \approx \frac{v_{x+R,y} - v_{x-R,y}}{2|R|} - \frac{v_{x,y+R} - v_{x,y-R}}{2|R|} = -\frac{4v}{2|R|} = -\frac{2}{|R|} \left(-\frac{fR}{2}\right) = -f$$

Logo a menor vorticidade absoluta possível será $\zeta + f = 0$.

Conservação de momento angular e vorticidade potencial

A componente vertical da vorticidade é uma medida local da taxa de rotação num fluido. No Exercício 8-4 mostrou-se que, no caso da rotação sólida, a vorticidade vale exatamente o dobro da velocidade angular. A velocidade angular de um sólido está diretamente associada a uma **grandeza conservativa**: o **momento angular**. O momento angular de um sólido depende da sua velocidade angular e da sua distribuição de massa. Se o sólido for um ponto material em movimento circular uniforme de raio R , à velocidade \vec{v} (cf. Figura 8-12), o seu momento angular é o vetor perpendicular ao plano do seu movimento, dado por:

$$\vec{M} = \vec{r} \times m\vec{v} = Rmv \vec{k} = m\omega R^2 \vec{k} = I\omega \vec{k} \tag{8-7}$$

onde ω é a velocidade angular, $v = \omega R$, e I é o momento de inércia.

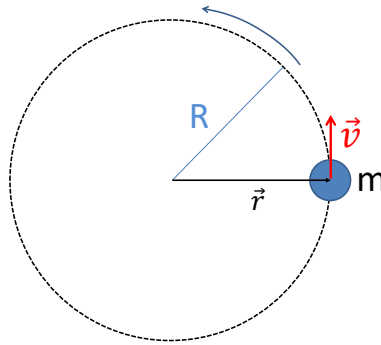


Figura 8-12 – Momento angular de ponto material em rotação.

A lei de Newton (lei fundamental da Dinâmica) pode aplicar-se ao momento angular, escrevendo-se:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \frac{d}{dt}(\vec{r} \times m\vec{v}) = \vec{r} \times \vec{F} + \vec{v} \times m\vec{v} = \vec{r} \times \vec{F} \quad (8-8)$$

onde “ \times ” identifica o **produto externo** de dois vetores. A equação (8-8) implica que o momento angular de um corpo só pode ser alterado se as forças externas nele aplicadas produzirem um **torque** ($\vec{r} \times \vec{F}$). Como em muitas situações o *torque* é muito pequeno, o momento angular tende a conservar-se, condicionando o movimento. Em particular, em primeira aproximação, a força gravítica não exerce torque (visto que é colinear com o vetor posição \vec{r} e, portanto, o seu produto externo é nulo). Um exemplo clássico do efeito da conservação do momento angular é a aceleração do movimento do bailarino, quando ele faz uma pirueta juntando os braços junto ao corpo: para conservar momento angular com redução do raio de rotação o seu corpo é obrigado a ganhar velocidade angular (cf. (8-7)). Este exemplo tem relevância para perceber a situação representada na Figura 8-13. Uma massa de ar encontra-se sobre uma montanha, animada de vorticidade positiva (A). Se essa massa de ar se deslocar para Leste para o vale a jusante, a topografia vai impor uma deformação da massa de ar (B) correspondente a uma redução do seu raio acompanhada por extensão vertical. A conservação do momento angular impõe uma aceleração da taxa de rotação, i.e. um aumento da vorticidade. Assim, a zona a jusante das grandes cadeias de montanhas é uma zona favorável à geração de vórtices ciclónicos (**ciclogénese**).

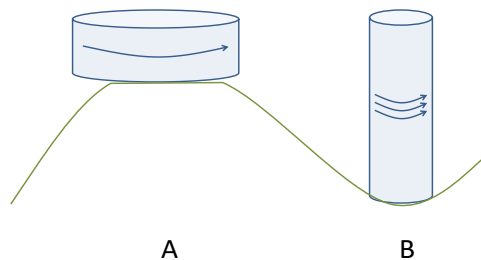


Figura 8-13 – Variação da vorticidade num elemento de fluido sujeito a extensão, devido à conservação do seu momento angular.

A equação (8-8), tal como a lei de Newton original $F = m\vec{a}$, só se aplica a medidas realizadas num referencial de inércia. Isso quer dizer que o momento angular de uma coluna da atmosfera deve ser calculado considerando não a vorticidade relativa (medida no referencial em rotação) mas a vorticidade absoluta (que inclui a contribuição da rotação planetária). O momento angular local num fluido é medido por uma grandeza muito relevante em meteorologia: a **vorticidade potencial**. No caso mais simples de um fluido incompressível, a vorticidade potencial pode escrever-se na forma:

$$\chi = \frac{\zeta + f}{H} \quad (8-9)$$

onde H é a espessura da coluna de fluido. Num escoamento adiabático e invíscido (i.e. sem atrito) a vorticidade potencial conserva-se. Na Figura 8-13, o aumento de H impõe um aumento da vorticidade absoluta ($\zeta + f$), de modo a conservar a vorticidade potencial.

9. A estrutura vertical do escoamento atmosférico

O escoamento puramente horizontal descrito no capítulo 7 constitui uma aproximação útil para a avaliação do vento à escala sinótica, e até em alguns sistemas de menor escala, mas não corresponde a uma solução consistente das equações do movimento. No capítulo 8, mostrou-se que a presença de atrito na baixa atmosfera implica uma circulação vertical secundária, capaz de compensar a convergência em zonas depressionárias e a divergência nas regiões de alta pressão. De igual modo, mostrou-se que o movimento vertical pode alterar a taxa de rotação atmosférica: a vorticidade absoluta. Claramente, a circulação atmosférica tem que ser analisada em três dimensões.

A pressão como coordenada vertical

A discussão da estrutura 3D da atmosfera pode ser simplificada com mais uma mudança do sistema de coordenadas, passando do sistema cartesiano local (x, y, z, t) para o sistema (x, y, P, t) , onde a pressão assume o papel de coordenada vertical. A transformação é possível devido ao facto de a pressão decrescer sempre em cada vertical, isto é:

$$\frac{\partial P}{\partial z} \approx -\rho g < 0 \quad (9-1)$$

Implicando uma relação biunívoca entre P e z , dados (x, y, t) .

Diversas equações da dinâmica atmosférica tornam-se mais simples no sistema P . Assim, pode mostrar-se (cf. Exercício 9-1) que a força do gradiente (horizontal) de pressão é substituída pela força do gradiente (a pressão constante) do geopotencial:

$$-\left(\frac{\partial \phi}{\partial n}\right)_P \quad (9-2)$$

onde o geopotencial (potencial gravítico) é definido por:

$$\phi = gz \quad (9-3)$$

Assim, o vento geostrófico escreve-se, em coordenadas naturais (isobáricas):

$$v_g = -\frac{1}{f} \frac{\partial \phi}{\partial n} \quad (9-4)$$

Em coordenadas horizontais cartesianas, o vento geostrófico escreve-se (notar que o símbolo v se utiliza quer para designar o módulo do vento em (9-4), quer para designar a sua componente y em (9-5)):

$$\begin{cases} u_g = -\frac{1}{\rho f} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_z = -\frac{1}{f} \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_P \\ v_g = \frac{1}{\rho f} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_z = \frac{1}{f} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_P \end{cases} \quad (9-5)$$

Exercício 9-1 – Demonstre (9-5).

Num dado instante, pode escrever-se:

$$P = P(x, y, z)$$

Diferenciando:

$$dP = \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_{y,z} dx + \left(\frac{\partial P}{\partial y} \right)_{x,z} dy + \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_{x,y} dz$$

A $P = \text{const}$, $dP = 0$, se for $y = \text{const}$ tem-se

$$\left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_{y,z} dx + \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_{x,y} dz = 0$$

Logo:

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_{P,y} = -\frac{\left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_{y,z}}{\left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_{x,y}} = \frac{1}{\rho g} \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_{y,z}$$

onde utilizou a condição de equilíbrio hidrostático. Logo:

$$v_g = \frac{1}{\rho f} \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_{y,z} = \frac{g}{f} \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_{P,y} = \frac{1}{f} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{P,y}$$

Proceder-se de igual modo para u_g .

No sistema P de coordenadas a densidade ρ desaparece da lista de variáveis, o que simplifica cálculos posteriores. Esta e outras simplificações justificaram o uso generalizado do sistema P em meteorologia, sendo o traçado das cartas meteorológicas em altitude realizado em superfícies isobáricas (e.g. 850 hPa, 700 hPa, 500 hPa, etc.) e aí marcadas isolinhas de geopotencial. De acordo com a definição (9-3) o geopotencial é dado, no sistema internacional, em unidades de energia específica (J kg^{-1} ou m^2s^{-2}). No entanto, é convencional utilizar a unidade **metro geopotencial** correspondente à altitude em metros da superfície, na aproximação $g = \text{const}$.

Exercício 9-2 – Numa certa região aos 45°N , a pressão ao nível médio do mar é próxima dos 1000 hPa e a densidade é próxima dos 1.2 kg m^{-3} . Para um vento geostrófico de oeste com 10 ms^{-1} , calcule: (a) o gradiente horizontal de pressão ao nível médio do mar; (b) o espaçamento entre duas isóbaras com 4 hPa de diferença ao nível médio do mar; (c) o gradiente isobárico do geopotencial aos 1000 hPa; (d) a distância entre duas linhas de nível com 10 m de diferença de nível, aos 1000 hPa.

Em todos os casos $f = 2\Omega \sin 45^\circ \approx 1.03 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$

$$(a) \left| \frac{\partial p}{\partial n} \right| = \rho f v_g \approx 1.2 \times 10^{-3} Pa m^{-1} = 1.2 hPa/100 km$$

$$(b) \Delta n \approx \frac{\Delta p}{\left| \frac{\partial p}{\partial n} \right|} \approx 323 km$$

$$(c) \left| \frac{\partial \phi}{\partial n} \right| = f v_g \approx 1.03 \times 10^{-3} m s^{-2}$$

$$(d) \Delta n \approx \frac{g \Delta z}{\left| \frac{\partial \phi}{\partial n} \right|} \approx 95 km$$

Geometria do geopotencial em superfícies isobáricas

A Figura 9-1 mostra a relação entre as duas coordenadas verticais, z e P , na vizinhança de uma alta pressão. Em cada nível z , a pressão é máxima na zona central da figura. Simultaneamente, ao longo de cada isobárica, a altitude (e portanto o geopotencial) é máxima também no centro da figura. Assim a geometria do campo do geopotencial em superfícies isobáricas é essencialmente idêntica à geometria do campo da pressão em linhas de nível. Toda a análise feita anteriormente com base nessa geometria e sua relação com o vento estacionário (geostrófico, do gradiente, ciclostrófico, etc.) aplica-se diretamente à análise de cartas isobáricas.

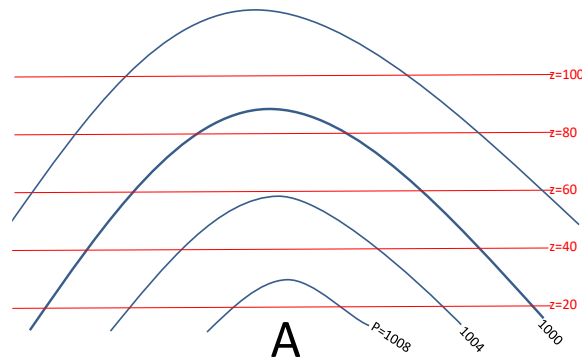


Figura 9-1 – Distribuição de isóbaras (hPa) e linhas de nível (m) na vizinhança de uma alta pressão (secção vertical).

Vorticidade relativa geostrófica no sistema P

A simplificação da expressão do vento geostrófico em coordenadas P traduz-se numa simplificação da forma matemática da vorticidade geostrófica. Na vizinhança da latitude φ_0 , definindo $f = 2\Omega \sin \varphi_0$, i.e. tomando um valor fixo para f , pode calcular-se a vorticidade relativa geostrófica:

$$\zeta_g = \left(\frac{\partial v_g}{\partial x} \right)_P - \left(\frac{\partial u_g}{\partial y} \right)_P = \frac{1}{f} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) \quad (9-6)$$

com as derivadas calculadas em superfícies isobáricas.

Exercício 9-3 – Numa depressão circular aos 40°N a superfície dos 1000 hPa está ao nível dos 10m no centro da depressão e ao nível dos 30 m a uma distância de $\Delta = 100 \text{ km}$ do centro. Estime a vorticidade geostrófica.

Utiliza-se (9-6). Dado que só é conhecido o valor de z , e portanto de ϕ nalguns pontos, utilizamos uma aproximação numérica em diferenças finitas. Para a segunda derivada pode escrever-se (cf. (8-5)):

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \approx \frac{\left(\frac{\phi_{x+\Delta x} - \phi_x}{\Delta x} \right) - \left(\frac{\phi_x - \phi_{x-\Delta x}}{\Delta x} \right)}{\Delta x} = \frac{(\phi_{x+\Delta x} + \phi_{x-\Delta x} - 2\phi_x)}{\Delta x^2}$$

Logo (com $\Delta x = \Delta y = \Delta$):

$$\zeta_g = \frac{1}{f} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) \approx \frac{1}{f} \frac{(\phi_{x+\Delta, y} + \phi_{x-\Delta, y} + \phi_{x, y+\Delta} + \phi_{x, y-\Delta} - 4\phi_{x, y})}{\Delta^2} \approx \frac{g}{0.94 \times 10^{-4}} \frac{(4 \times 30 - 4 \times 10)}{(10^5)^2} \approx 0.84 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

Como seria de esperar obtém-se uma vorticidade relativa positiva numa depressão no hemisfério norte.

Velocidade vertical no sistema P

A substituição da coordenada geométrica z pela coordenada termodinâmica P altera a definição da velocidade vertical. No sistema z a velocidade vertical é definida da forma habitual:

$$w = \frac{dz}{dt} \quad (9-7)$$

Analogamente, no sistema P a “velocidade vertical” será definida como:

$$\omega = \frac{dP}{dt} \quad (9-8)$$

tendo dimensões de Pa s^{-1} . Pode mostrar-se que, em boa aproximação:

$$\omega = \frac{dP}{dt} = \frac{\partial P}{\partial t} + u \frac{\partial P}{\partial x} + v \frac{\partial P}{\partial y} + w \frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\partial P}{\partial t} + u \frac{\partial P}{\partial x} + v \frac{\partial P}{\partial y} - \rho g w \approx -\rho g w \quad (9-9)$$

pelo que nas regiões com movimento ascendente será $\omega < 0$. A aproximação (9-9) resulta do facto de à escala sinóptica o gradiente vertical de pressão ($\frac{\partial p}{\partial z} \approx -\rho g \approx -10 \text{ Pa/m}$) ser muitíssimo maior que o gradiente horizontal ($\frac{\partial p}{\partial x} \lesssim 1 \text{ hPa}/100 \text{ km} = 0.001 \text{ Pa/m}$), i.e. $\frac{\partial p}{\partial z} / \frac{\partial p}{\partial x} \sim 10^4$. Note-se que também na escala sinóptica $\frac{w}{v_H} \sim \frac{1}{100}$ ou mesmo $\frac{w}{v_H} \sim \frac{1}{1000}$, pelo que o termo vertical da equação (9-9) é o mais relevante.

Exercício 9-4 – Aos 500 hPa, com uma temperatura de -15°C , observa-se uma velocidade vertical no sistema P de $\omega = -1\text{Pa s}^{-1}$. Estime a velocidade vertical.

Utiliza-se (9-9):

$$w \approx -\frac{\omega}{\rho g}$$

Equação de estado:

$$\rho = \frac{p}{R_d T} \approx \frac{500 \times 10^2}{287 \times 258.15} \approx 0.675 \text{ kg m}^{-3}$$

Logo:

$$w \approx -\frac{-1}{0.675 \times 9.81} \approx +0.15 \text{ m s}^{-1} = +15 \text{ cm s}^{-1}$$

(movimento ascendente).

Vento térmico

A forma simplificada da equação do vento geostrófico em coordenadas P é especialmente útil para perceber a variação do vento na vertical, i.e. com a pressão. Derivando em ordem a P as equações do vento geostrófico (9-5), obtém-se:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_g}{\partial P} = -\frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial P} \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_P = -\frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \phi}{\partial P} \right) \\ \frac{\partial v_g}{\partial P} = \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial P} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_P = \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi}{\partial P} \right) \end{cases} \quad (9-10)$$

No sistema P a equação de equilíbrio hidrostático escreve-se:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g \Rightarrow \frac{\partial \phi}{\partial P} = -\frac{1}{\rho} \quad (9-11)$$

Logo (utilizando a equação de estado do ar seco (1-4)):

$$\begin{cases} \frac{\partial u_g}{\partial P} = \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\rho} \right)_P = \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{R_d T}{p} \right)_P = \frac{R_d}{f p} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_P \\ \frac{\partial v_g}{\partial P} = -\frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho} \right)_P = -\frac{R_d}{f p} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_P \end{cases} \quad (9-12)$$

i.e., a variação vertical do vento geostrófico é determinada pelo gradiente horizontal de temperatura. Integrando entre dois níveis isobáricos (p_0, p_1 ; $p_0 > p_1$), tem-se:

$$\begin{cases} \int_{u_{g_0}}^{u_{g_1}} du_g = \frac{R_d}{f} \int_{p_0}^{p_1} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_p \frac{dp}{p} \Rightarrow u_{g_1} - u_{g_0} = -\frac{R_d}{f} \overline{\left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)}_p \ln \left(\frac{p_0}{p_1} \right) \\ \int_{v_{g_0}}^{v_{g_1}} dv_g = -\frac{R_d}{f} \int_{p_0}^{p_1} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_p \frac{dp}{p} \Rightarrow v_{g_1} - v_{g_0} = \frac{R_d}{f} \overline{\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)}_p \ln \left(\frac{p_0}{p_1} \right) \end{cases} \quad (9-13)$$

onde se utilizou o “teorema da média”:

$$\int_{x_0}^{x_1} f(x) dx = \bar{f} (x_1 - x_0) \quad (9-14)$$

e o operador $(\bar{\quad})$ indica uma média na camada (p_0, p_1) em (9-13). A variação vertical do vento geostrófico define o **vento térmico** $\vec{v}_T \equiv (u_T, v_T)$:

$$\vec{v}_T = \begin{cases} u_T = -\frac{R_d}{f} \ln \left(\frac{p_0}{p_1} \right) \overline{\left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)}_p \\ v_T = \frac{R_d}{f} \ln \left(\frac{p_0}{p_1} \right) \overline{\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)}_p \end{cases} \quad (9-15)$$

O vento térmico tem uma expressão matemática semelhante à do vento geostrófico (9-5), tomando a temperatura média na camada (p_0, p_1) o lugar do geopotencial (ou da pressão no sistema z). Assim, tal como o vento geostrófico é paralelo às isóbaras deixando as altas pressões à direita (ou paralelo às linhas de nível ou equipotenciais deixando as altas à direita) o vento térmico numa camada é paralelo às isotérmicas médias deixando as altas temperaturas à direita.

A Figura 9-2 ajuda a compreender o vento térmico. Numa região da atmosfera em que existe um gradiente de temperatura (no caso, com a temperatura a decrescer uniformemente na direção y), devido ao equilíbrio hidrostático (pressão num nível é o peso da coluna de ar acima desse nível) o espaçamento vertical entre as isóbaras vai ser maior na região quente do que na região fria, em consequência da menor densidade do ar quente. Em consequência, a inclinação das isóbaras, i.e. o gradiente de pressão, vai variar na vertical (no caso da figura vai aumentar de intensidade) impondo uma variação vertical proporcional do vento geostrófico (no caso da figura o vento geostrófico de oeste aumenta de intensidade em altitude).

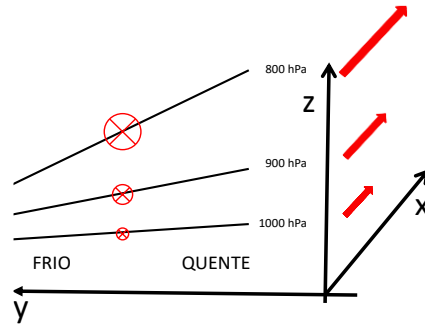


Figura 9-2 – Explicação do vento térmico. Variação do vento geostrófico com a altitude numa atmosfera com um gradiente horizontal de temperatura. Os símbolos \otimes representam a cauda do vetor vento na direção perpendicular ao plano (y,z) das isóbaras. A dimensão do símbolo é proporcional à intensidade do vento.

Exercício 9-5 – Aos $50^\circ N$ observa-se um vento à superfície de Oeste com uma velocidade de 10 m s^{-1} e um gradiente de temperatura na direção Norte-Sul, decrescendo a temperatura para Norte a uma taxa de $1 \text{ K}/100 \text{ km}$. Admitindo que estas condições se verificam em toda a troposfera, compreendida entre os 1000 e os 250 hPa, estime o vento aos 250 hPa, junto da Tropopausa.

Utiliza-se (9-15). Nas condições do exercício tem-se

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0, \frac{\partial T}{\partial y} = -\frac{1}{10^5} = -10^{-5} \text{ K m}^{-1}$$

Logo:

$$v_T = 0$$

$$u_T = -\frac{R_d}{f} \ln\left(\frac{p_0}{p_1}\right) \overline{\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)} \approx -\frac{287}{1.1 \times 10^{-4}} \ln\left(\frac{1000}{250}\right) (-10^{-5}) \approx +35.6 \text{ m s}^{-1}$$

Logo:

$$\vec{v}_{250} = \vec{v}_{1000} + \vec{v}_T = 45.6 \text{ m s}^{-1} \vec{e}_x$$

O vento ganha intensidade mas mantém a direção observada à superfície. Este exercício explica a existência do **Jato Polar**, consequência do vento térmico numa zona de elevado gradiente horizontal de temperatura: a **Superfície Frontal Polar**.

Em condições menos idealizadas que as do exercício anterior, a variação vertical do vento geostrófico implica geralmente não só uma alteração da sua intensidade, como uma mudança de direção. Nesse caso, uma vez que o vento médio na camada considerada não tem a mesma direção que o gradiente de temperatura médio, há lugar a advecção de temperatura. A situação é discutida no Exercício 9-6.

Exercício 9-6 – Num local aos $50^\circ N$, observa-se um vento de Oeste aos 1000 hPa com 10 m s^{-1} e um vento de Sul aos 500 hPa com 20 m s^{-1} . Calcule: (a) O vento térmico nessa camada; (b) O

gradiente horizontal da temperatura média; (c) O vento médio; (d) A advecção de temperatura. Admita a aproximação geostrófica.

$$f = 2\Omega \sin 50^\circ \approx 1.1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

Vento:

$$u_{g_{1000}} = 10, v_{g_{1000}} = 0$$

$$u_{g_{500}} = 0, v_{g_{500}} = 20$$

Vento térmico:

$$u_T = -10, v_T = 20$$

Usa-se (9-15):

$$\frac{\partial T}{\partial y} = -\frac{f u_T}{R \ln\left(\frac{p_0}{p_1}\right)} \approx -\frac{1.1 \times 10^{-4} \times (-10)}{287 \times \ln 2} \approx 5.6 \times 10^{-6} \text{ K m}^{-1} = 0.56 \text{ K/100km}$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{f v_T}{R \ln\left(\frac{p_0}{p_1}\right)} \approx \frac{1.1 \times 10^{-4} \times 20}{287 \times \ln 2} = 11.2 \times 10^{-6} \text{ K m}^{-1}$$

Vento médio:

$$\bar{u} = \frac{10+0}{2} = 5 \text{ ms}^{-1}$$

$$\bar{v} = 10 \text{ ms}^{-1}$$

Advecção de temperatura média:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} - \bar{v} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \approx -11.2 \times 10^{-5} \text{ K s}^{-1} \approx -0.4 \text{ K/h}$$

A análise realizada no Exercício 9-6 permite estabelecer uma regra prática para a evolução previsível da temperatura média de uma camada da atmosfera:

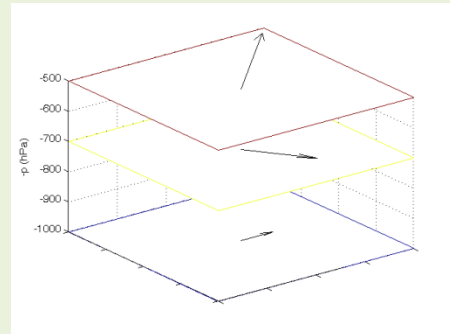
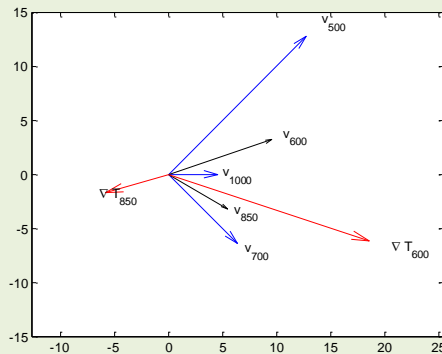
“No hemisfério norte, numa camada da atmosfera em que o vento roda em altitude no sentido anti-horário, observa-se arrefecimento por advecção. Inversamente, observa-se aquecimento quando o vento roda em sentido horário.”

O Exercício 9-7 mostra uma aplicação mais elaborado do mesmo método a um perfil com duas camadas, em que se mostra a relação da advecção (diferencial) de temperatura com a estabilidade atmosférica.

Exercício 9-7. Num local aos 40°N , observa-se um vento aos 1000 hPa com 5 ms^{-1} de Oeste, aos 700 hPa , 10 ms^{-1} de Noroeste, e aos 500 hPa , 20 ms^{-1} de Sudoeste. Na coluna 1000-500, observa-se num dado instante um gradiente vertical de temperatura igual ao da troposfera

padrão: $\frac{\partial T}{\partial z} = -6.5 K km^{-1}$. Admita a existência de equilíbrio geostrófico e hidrostático e que o escoamento é adiabático e horizontal. Admita que a temperatura média aos 700 hPa vale 0°C.

- (a) Calcule o gradiente horizontal médio de temperatura nas camadas 1000-700 e 700-500.
- (b) Calcule o vento médio em cada camada.
- (c) Calcule a tendência da temperatura média em cada camada.
- (d) Estime a espessura da camada 850-600hPa.
- (e) Estime o tempo necessário para instabilizar a coluna 850-600, por efeito da advecção.



Representação gráfica do vento aos vários níveis (a preto os ventos médios) e dos gradientes de temperatura média nas camadas (identificados pela pressão no nível intermédio).

(a) Utilizamos a equação do vento térmico:

$$u_{topo} - u_{base} = -\frac{R_d}{f} \ln\left(\frac{p_{base}}{p_{topo}}\right) \frac{\partial T}{\partial y}, v_{topo} - v_{base} = \frac{R_d}{f} \ln\left(\frac{p_{base}}{p_{topo}}\right) \frac{\partial T}{\partial x}$$

Atribuindo os valores médios ao nível central de cada camada (850 para a camada 1000-700 e 625 para a camada 700-500), tem-se:

$$\left[\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)\right]^{850} = -\frac{(u_{700} - u_{1000})f}{R_d \ln\left(\frac{1000}{700}\right)} \approx -0.19 \times 10^{-5} Km^{-1}$$

$$\left[\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)\right]^{600} = -\frac{(u_{500} - u_{700})f}{R_d \ln\left(\frac{700}{500}\right)} \approx -0.69 \times 10^{-5} Km^{-1}$$

$$\left[\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)\right]^{850} = \frac{(v_{700} - v_{1000})f}{R_d \ln\left(\frac{1000}{700}\right)} \approx -0.65 \times 10^{-5} Km^{-1}, \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)\right]^{600} = \frac{(v_{500} - v_{700})f}{R_d \ln\left(\frac{700}{500}\right)} \approx 2.06 \times 10^{-5} Km^{-1}$$

os vetores ∇T médios nas duas camadas estão indicados na figura.

(b) Calculamos o vento médio em cada camada como a média aritmética entre o seu valor na base e todo dessa camada. Assim (ver figura):

$$u_{850} = \frac{u_{1000} + u_{700}}{2} \approx 6.04 ms^{-1}, v_{850} = \frac{v_{1000} + v_{700}}{2} \approx -3.54 ms^{-1}$$

$$u_{600} = \frac{u_{700} + u_{500}}{2} \approx 10.6 ms^{-1}, v_{600} = \frac{v_{700} + v_{500}}{2} \approx 3.54 ms^{-1}$$

- (c) Sendo o escoamento horizontal e adiabático, podemos escrever (para as camadas centradas aos 850 e aos 625) (cf. (6-23)):

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -u \frac{\partial T}{\partial x} - v \frac{\partial T}{\partial y}$$

Logo

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{850} \approx 3.2 \times 10^{-5} \text{Ks}^{-1} \approx 0.12 \text{Kh}^{-1}, \left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_{600} \approx -19.4 \times 10^{-5} \text{Ks}^{-1} \approx -0.70 \text{Kh}^{-1}$$

- (d) Este resultado é necessário para a alínea seguinte. Utiliza-se a fórmula hipsométrica (para o ar seco) (cf. (1-18)):

$$\Delta z = \frac{R_d \bar{T}_{700}}{g} \ln \left(\frac{850}{600} \right) \approx 2785 \text{m}$$

- (e) A atmosfera ficará instável quando o gradiente vertical de temperatura exceder (em módulo) os 10 K/km (= g/c_p). Para um desnível de 2785 m, isso quer dizer uma diferença de temperatura de 27.9K. Inicialmente, temos um gradiente de 6.5 K/km, i.e. cerca de 18K (= 6.5×2.785) no desnível considerado. Dado o padrão de aquecimento e arrefecimento determinado na alínea (c), com aquecimento na base e arrefecimento no topo, o módulo da diferença de temperatura aumenta cerca de 0.82Kh^{-1} . Logo a instabilidade será atingida ao fim de cerca de $\frac{27.85-18}{0.82} \approx 12h$.

Estrutura vertical de depressões e anticlones

A inclinação das superfícies isobáricas em resposta ao campo da temperatura, tal como foi exemplificado na Figura 9-2, é a explicação primária para a estrutura vertical dos sistemas de pressão. Um caso particularmente instrutivo e relevante corresponde a situações nos quais o extremo (máximo ou mínimo) da pressão numa superfície de nível, ou do geopotencial numa superfície isobárica corresponde a um extremo do campo da temperatura. Considerando que existem dois extremos possíveis (máximo e mínimo) para dois campos (geopotencial e temperatura, no sistema P) há quatro casos a analisar neste contexto: a depressão fria (mínimo de pressão, ou de geopotencial, coincide com o mínimo da temperatura), a depressão quente (mínimo de pressão coincide com o máximo da temperatura), o anticiclone frio (máximo de pressão coincide com o mínimo da temperatura) e o anticiclone quente (máximo de pressão coincide com o máximo da temperatura). A Figura 9-3 esquematiza a estrutura vertical desses sistemas idealizados, com indicação da circulação horizontal em diferentes níveis, calculada para o hemisfério norte.

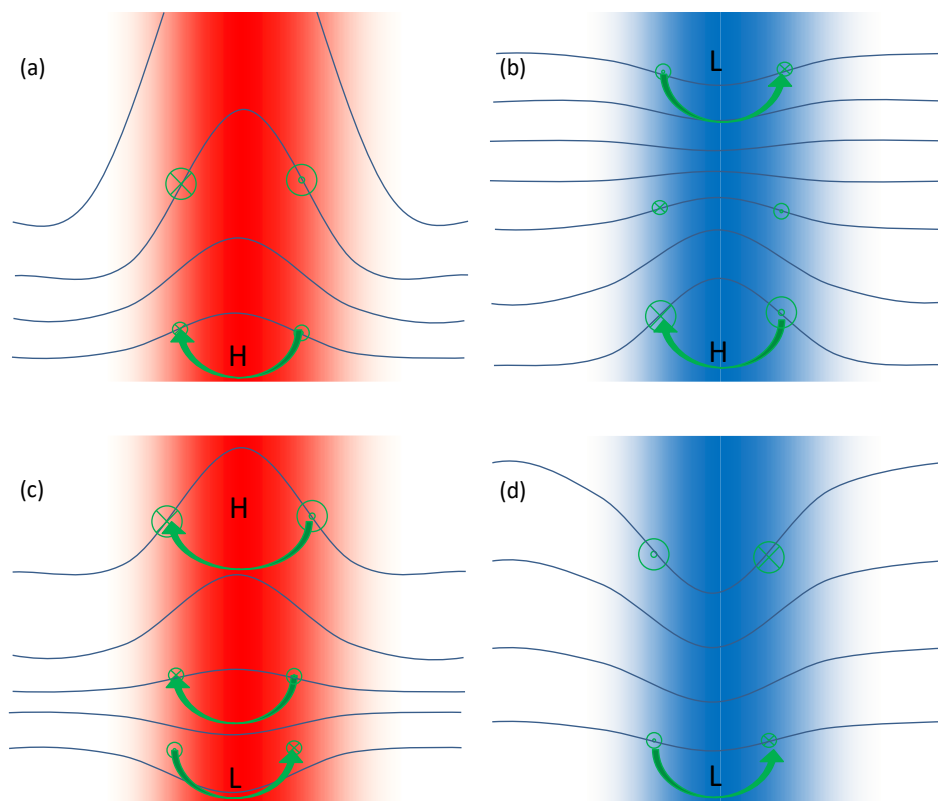


Figura 9-3 – Estrutura vertical de sistemas de circulação no hemisfério norte: (a) Anticiclone quente; (b) Anticiclone frio; (c) Depressão quente; (d) Depressão fria. O símbolo \otimes representa o movimento perpendicular ao plano para “dentro” (para Norte se se tratar de uma vista de Sul); o símbolo \odot representa o movimento perpendicular ao plano para “fora”. A intensidade do vento geostrófico na direção perpendicular a este plano é proporcional ao declive das isóbaras. As linhas são isóbaras. Notar que a circulação do anticiclone frio (b) e depressão quente (c) invertem em altitude.

De acordo com as estruturas apresentadas na Figura 9-3 os anticiclones quentes (Figura 9-3a) e as depressões frias (Figura 9-3d) são sistemas profundos, cuja circulação se intensifica em altitude, tornando-se os anticiclones mais intensos (logo, mais rápidos) e as depressões mais cavadas (e mais rápidas). Pelo contrário, os anticiclones frios (Figura 9-3b) e as depressões quentes (Figura 9-3c) são sistemas pouco profundos, observando-se uma redução e, eventualmente, uma inversão do sentido da circulação nos níveis superiores (sobre o anticiclone frio em Figura 9-3b encontra-se uma depressão em altitude, sobre a depressão quente na Figura 9-3c encontra-se um anticiclone em altitude).

A intensidade e o sentido da circulação geostrófica podem ser caracterizados pela vorticidade potencial geostrófica (9-6), sendo ζ_g negativo nos anticiclones e positivo nas depressões. No sistema P é muito fácil calcular a variação vertical desta propriedade:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \zeta_g}{\partial p} &= \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial P} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right)_p = \frac{1}{f} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)_p \left(\frac{\partial \phi}{\partial P} \right) = \frac{1}{f} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)_p \left(-\frac{1}{P} \right) \\ &= \frac{1}{f} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)_p \left(-\frac{R_d T}{P} \right) = -\frac{R_d}{f P} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right)\end{aligned}\quad (9-16)$$

Numa zona em que T é máximo (cf. Exercício 9-3), tem-se:

$$\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) < 0 \quad (9-17)$$

Pelo que nos sistemas quentes a vorticidade geostrófica cresce com P , ou seja decresce com a altitude: casos da Figura 9-3a,c. Inversamente nos sistemas frios a vorticidade geostrófica cresce com a altitude.

Exercício 9-8. No centro de um anticiclone circular a isóbara dos 1000 hPa encontra-se aos 100m, a 500 km do centro encontra-se aos 60m. O campo da temperatura apresenta um mínimo no centro do anticiclone sendo 5°C mais baixa que a 500km do centro. (a) Estime a vorticidade aos 1000 hPa; (b) Estime o nível de pressão a que se estende o anticiclone. Utilize a aproximação geostrófica, com $f = 10^{-4} s^{-1}$. Note que tratando-se de um anticiclone frio a sua estrutura vertical é a da Figura 9-3b, sendo o seu limite superior a isóbara plana com vorticidade nula que separa o anticiclone frio na baixa troposfera da depressão fria na alta troposfera.

Vamos utilizar (9-16):

$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial p} = -\frac{R_d}{f p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \Rightarrow d\zeta_g = -\frac{R_d}{f} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \frac{dp}{p}$$

Integrando entre a superfície ($p = p_0 = 1000 hPa$) e a isóbara plana (p_1), obtém-se

$$\zeta_{g_1} - \zeta_{g_0} = -\frac{R_d}{f} \overline{\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right)} \ln \left(\frac{p_1}{p_0} \right)$$

No nível p_0 , tem-se (cf. Exercício 9-3):

$$\begin{aligned}\zeta_{g_0} &= \frac{1}{f} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) \approx \frac{g}{f} \frac{(z_{x+R} + z_{x-R} + z_{y+R} + z_{y-R} - 4z_0)}{R^2} \approx \frac{9.81}{10^{-4}} \frac{60+60+60+60-4 \times 100}{(500 \times 10^3)^2} \approx \\ &-6.3 \times 10^{-5} s^{-1}\end{aligned}$$

A estrutura térmica é calculada com o mesmo procedimento:

$$\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \approx \frac{T_{x-R} + T_{x+R} + T_{y-R} + T_{y+R} - 4T_0}{R^2} \approx 8 \times 10^{-11} K m^{-2}$$

No nível p_1 , a isóbara é plana, logo:

$$\zeta_{g_1} = 0$$

Finalmente

$$p_1 = p_0 e^{\left(\frac{f \zeta g_0}{R_d \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right)} \right)} \approx 761 \text{ hPa}$$

10. A circulação global

A teoria exposta nos capítulos anteriores, aplicável a sistemas estacionários em equilíbrio, à escala sinóptica, não contém ainda os ingredientes necessários para perceber a dinâmica da atmosfera que é essencial para a previsão meteorológica, mas permite compreender algumas características notáveis da circulação média global. A Figura 10-1 apresenta uma visão esquemática da circulação global, proposta no século XIX por Ferrel como uma atualização do modelo original de Hadley do século XVIII que, apesar da evidente simplicidade, é ainda a referência.

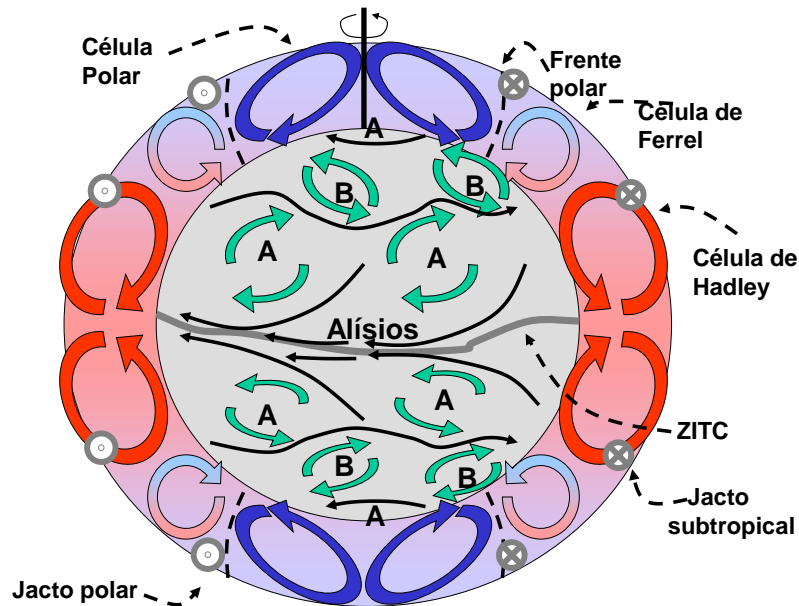


Figura 10-1 –Circulação média global (Plano horizontal junto da superfície e circulação no plano meridional). A – anticiclones subtropicais, B – depressões associadas à frente polar, ZITC – zona intertropical de convergência (zona depressionária). Os jatos subtropical e polar estão indicados, sendo o vento para o interior do plano da figura representado por \otimes e o movimento para o exterior desse plano por \odot . A estrutura tricelular foi proposta por Ferrel (1856). A existência das correntes de jato só é conhecida desde a década de 1940, devido à circulação de aviões na alta Troposfera.

A Figura 10-1 descreve uma circulação (média temporal) em três dimensões. No plano vertical, representado pela coroa circular em torno da Terra, a circulação é caracterizada por uma sucessão de “células”: as células de Hadley na região tropical de cada hemisfério, as células de Ferrel nas latitudes médias e as células polares. Nas células de Hadley e nas células polares o ar sobe na zona mais quente e desce na zona mais fria, um comportamento que, como se verá, está de acordo com a energia disponível no sistema, recebendo essas circulações a designação de **células diretas**. A circulação na zona intermédia, por simplicidade descrita como uma célula indireta (de Ferrel), é de facto altamente turbulenta, sendo a sua energética mais complexa.

No plano horizontal a Figura 10-1 mostra a existência de convergência na zona equatorial, na **Zona Intertropical de Convergência** (ZITC, ITCZ na terminologia inglesa), com a geração de uma circulação de

leste sobre o equador, os **ventos alísios**, devido ao efeito de Coriolis em ambos os hemisférios. Nas latitudes subtropicais, encontramos em ambos os hemisférios cinturões de altas pressões com circulação anticiclónica. Nas latitudes médias encontramos uma nova zona de convergência junto da superfície associada a um escoamento de Oeste em ambos os hemisférios e a uma zona perturbada com depressões móveis, deslocando-se de Oeste para Leste. Na zona polar encontramos uma zona de circulação anticiclónica junto da superfície (anticlones muito frios, logo muito pouco espessos).

Finalmente, a Figura 10-1 inclui ainda uma informação importante sobre a circulação horizontal no topo da troposfera. Na região das depressões móveis subpolares (em ambos os hemisférios) observa-se um elevado gradiente horizontal de temperatura associado à superfície frontal polar. Por efeito do vento térmico, ocorre, nessa região, um máximo de vento de oeste na alta troposfera: o **jato polar**. No limite polar das células de Hadley, em cada hemisfério, observa-se um outro máximo do vento de oeste na alta troposfera, o **jato subtropical**, produzido por efeito de Coriolis no ramo superior das células de Hadley. O desvio, para a direita no hemisfério norte para a esquerda no hemisfério sul, do ar que segue para os polos no ramo superior das células de Hadley impede de facto a sua extensão até latitudes mais elevadas, confinando a circulação de Hadley à zona tropical.

A circulação esquemática da Figura 10-1 não entra em consideração com a heterogeneidade da superfície da Terra, devida especialmente ao contraste entre continentes e oceanos, nem com o ciclo anual da circulação. Na Figura 10-2 mostra-se uma climatologia real, correspondente à circulação média junto da superfície nos meses limite do ciclo anual, Janeiro e Julho, calculada como a média de 1961-2000 da reanálise do ECMWF ERA-40.

Os padrões esquemáticos da Figura 10-1 estão presentes na Figura 10-2, mas com grande heterogeneidade espacial e com um claro ciclo anual. Genericamente, os padrões de circulação acompanham o movimento anual aparente do Sol, com maiores excursões norte-sul sobre os continentes que sobre os oceanos. O ciclo anual em todas as variáveis representadas (pressão, vento e temperatura) é muito mais intenso no hemisfério norte, devido à sua muito maior extensão continental. No inverno (Janeiro no hemisfério norte, Julho no hemisfério sul) os continentes apresentam anticlones frios, substituídos por depressões quentes no período de verão. Ambos são sistemas pouco espessos, só visíveis em cartas de superfície. Os anticlones subtropicais, sistemas quentes e portanto de grande profundidade, estão sempre presentes mas respondem ao ciclo anual acompanhando o movimento aparente do Sol. As depressões móveis não são observáveis em cartas climatológicas, sendo aqui a zona subpolar caracterizada por depressões estacionárias permanentes, por exemplo a depressão da Islândia no Atlântico Norte e sistemas equivalentes no Pacífico e no hemisfério sul, cuja localização e intensidade sofre também um ciclo anual, acompanhando o movimento aparente do Sol.

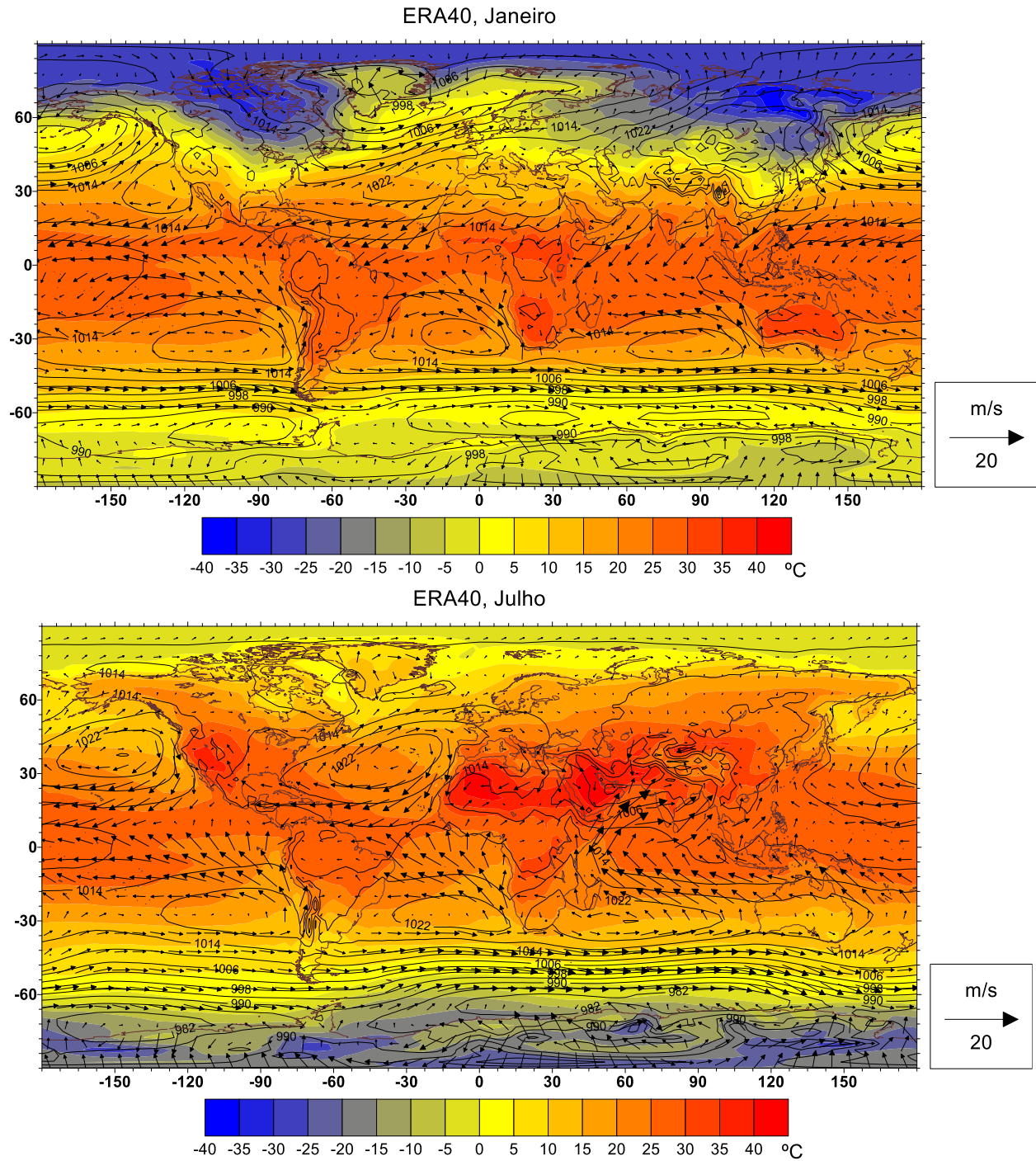


Figura 10-2 – Climatologia de Janeiro e de Julho, calculada com dados ERA-40 (ECMWF, 1961-2000): isolinhas da pressão ao nível médio do mar em hPa (linhas pretas, espaçadas por 4 hPa); vetores indicam vento aos 10 m; cores indicam temperatura aos 2 m (celsius).

Convergência, divergência e movimento vertical

A Figura 10-1, e de forma menos clara a Figura 10-2, identificam em cada hemisfério três faixas latitudinais onde ocorre convergência de ar junto da superfície, forçando movimento vertical ascendente (como foi explicado no capítulo 8 e é esquematizado na Figura 10-1). Essas faixas são a ITCZ (zona intertropical de convergência) próxima do equador, e uma zona nas latitudes elevadas em cada hemisfério no limite equatorial das células polares. Estas regiões, cuja geometria e movimento anual em resposta ao aquecimento solar são fortemente influenciadas pela distribuição das massas continentais, em especial no hemisfério norte, são as regiões mais favoráveis à ocorrência de precipitação.

Nas zonas de subsidência das células de Hadley a precipitação é inibida, dando origem à cintura de desertos tropicais no interior das grandes massas continentais. Nos oceanos subtropicais a subsidência reforça os anticiclones quentes permanentes, como o anticiclone dos Açores.

Energética da circulação global

A existência inevitável de efeitos dissipativos, i.e. de “atrito”, significa que a manutenção da circulação atmosférica requer a existência de mecanismos forçadores renováveis. Na ausência de tais mecanismos esperar-se-ia que a atmosfera atingisse um estado de equilíbrio com vento nulo, isto é com uma atmosfera em “rotação sólida”, à mesma velocidade do planeta.

Qual a origem da energia que mantém a circulação? A Figura 10-3 reproduz o modelo proposto originalmente por Margules em 1904 para explicar a circulação atmosférica. No estado inicial (a) o fluido apresenta um gradiente horizontal de densidade. Dado que a pressão em cada ponto depende do peso da coluna de ar o estado (a) não é um estado de equilíbrio, tendendo o sistema a evoluir para o estado de menor energia potencial possível, o estado (b), onde o gradiente horizontal de pressão se torna nulo. Tal evolução implica a geração de uma **circulação termodinâmica direta** com subida do fluido menos denso e descida do fluido mais denso, resultando numa descida do centro de gravidade conjunto das duas massas de fluido. A diferença entre a energia potencial do estado inicial e a do “estado morto” de energia mínima constitui a **energia potencial disponível**, i.e. a fração da energia potencial que pode ser convertida em energia cinética. Assim, sempre que exista um gradiente horizontal de densidade existe energia disponível.

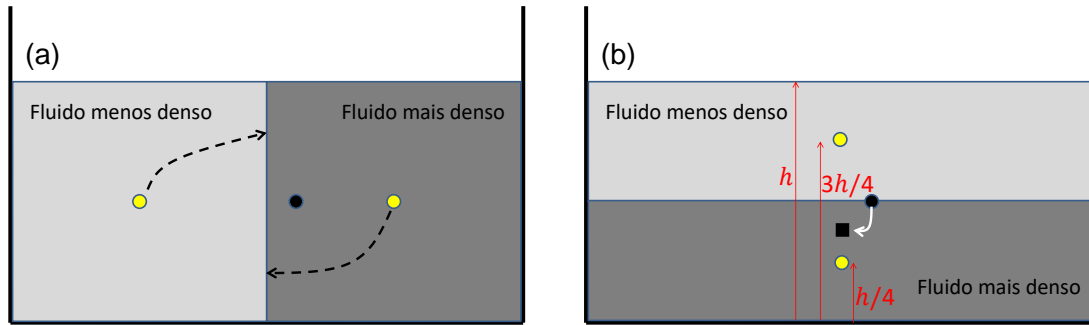


Figura 10-3 – Geração de circulação num fluido com gradientes horizontais de densidade. (a) No estado “vivo”, o centro de gravidade de cada massa de fluido localiza-se no círculo amarelo, o centro de gravidade conjunto localiza-se no ciclo preto, as setas indicam o movimento futuro das massas de fluido em resposta à força do gradiente de pressão; (b) No estado “morto” o fluido ajustou-se ao campo gravítico, colocando a massa menos densa na camada superior; o centro de gravidade conjunto deslocou-se para baixo (quadrado preto).

O modelo de Margules de conversão entre energia potencial disponível e energia cinética por redistribuição da massa num fluido é aplicável a qualquer fluido. No caso de fluidos incompressíveis, i.e. de líquidos, a aplicação do conceito de energia disponível é bastante simples (cf. Exercício 10-1).

Exercício 10-1. Considere a Figura 10-3. Admita que o fluido cinzento claro é azeite, com densidade 890 kg m^{-3} , e fluido escuro é água, com densidade 1000 kg m^{-3} . Admita que o recipiente tem 10 m de altura de fluido e uma área 100 m^2 , ocupando cada um dos fluidos metade do volume total. Calcule a energia potencial disponível. Admitindo que essa energia é transformada em energia cinética e distribuída igualmente por todo o fluido, calcule a velocidade atingida.

Seja $h = 10 \text{ m}$ a altura do fluido e $A = 100 \text{ m}^2$ a área da base. Tomando como referência a base, a energia potencial do “estado vivo” será (cf. Figura 10-3b):

$$P_i = m_1gh_1 + m_2gh_2 = \rho_{az} \frac{Ah}{2} g \frac{h}{2} + \rho_{H_2O} \frac{Ah}{2} g \frac{h}{2} = \frac{\rho_{az} + \rho_{H_2O}}{4} gAh^2$$

onde $\frac{Ah}{2}$ é o volume de camada uma das massas de fluido e se notou que a energia potencial de cada uma das massas de fluido é simplesmente mgh , onde h é a altura do seu centro de massa. No “estado morto” será (ver Figura 10-3b):

$$P_f = m_1gh_1 + m_2gh_2 = \rho_{az} \frac{Ah}{2} g \frac{3h}{4} + \rho_{H_2O} \frac{Ah}{2} g \frac{h}{4} = \frac{3\rho_{az} + \rho_{H_2O}}{8} gAh^2$$

Logo a energia disponível será:

$$E_D = P_i - P_f = \left[\frac{\rho_{az} + \rho_{H_2O}}{4} - \frac{3\rho_{az} + \rho_{H_2O}}{8} \right] gAh^2$$

Numericamente:

$$E_D \approx 1.35 \text{ MJ}$$

por unidade de massa seria (APE: *available potential energy*):

$$APE = \frac{1.35 \times 10^6}{m_1 + m_2} \approx 1.4 \text{ J kg}^{-1}$$

Conversão em energia cinética:

$$\frac{1}{2}mv^2 = E_D \Rightarrow v = \sqrt{2 \times APE} \approx 1.7 \text{ ms}^{-1}$$

Cf. analogia com o conceito de CAPE (cf. Exercício 4-3).

Teoria de Kelvin da circulação

No caso do ar, os gradientes horizontais de densidade devem-se principalmente aos gradientes de temperatura (à mesma pressão, o ar quente é menos denso), e em menor grau aos gradientes de humidade (à mesma pressão e temperatura a adição de vapor reduz a densidade), pelo que a energia disponível é gerada por aquecimento diferencial do ar.

A circulação direta resultante do aquecimento diferencial pode ser analisada matematicamente, seguindo a metodologia de Kelvin. Tal como Kelvin e Margules (cf. Figura 10-3) vamos considerar região da atmosfera de pequena dimensão, representada na Figura 10-4 para a qual o efeito de Coriolis possa ser desprezado. Vamos igualmente desprezar o atrito. Nessa região vamos admitir que existe um gradiente horizontal significativo de temperatura com uma região mais fria de temperatura T_1 (à esquerda na figura) e uma região mais quente de temperatura T_2 (à direita). O gradiente horizontal de temperatura traduz-se numa deformação das isóbaras, encontrando-se estas mais próximas na zona fria (mais densa) e mais afastadas na zona quente (menos densa). Na ausência de efeito de Coriolis, o ar será acelerado pelo gradiente de pressão, atravessando as isóbaras no sentido das baixas pressões, tal como indicado. Qualitativamente parece claro que na zona superficial o escoamento se dará do ar frio para o ar quente, com um escoamento de retorno em altitude.

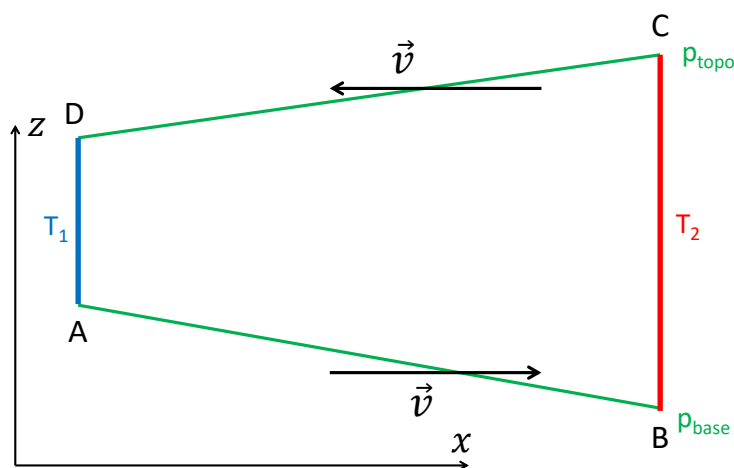


Figura 10-4 – Circulação no plano vertical em região com gradiente horizontal de temperatura ($T_2 > T_1$). AB e CD são isóbaras. x representa a direcção horizontal de máxima variação da temperatura.

É possível utilizar as equações do movimento para analisar a evolução prevista da circulação neste sistema. Precisamos, no entanto de considerar as equações do movimento tridimensional, dado que muito claramente existe uma estrutura vertical que não é explicada pelo vento térmico, visto que estamos a desprezar o efeito de Coriolis e o vento **não está em equilíbrio geostrófico**. Em três dimensões as equações do movimento podem escrever-se na forma (ainda quase sem aproximações):

$$\begin{aligned}\frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + fv + F_x \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - fu + F_y \\ \frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + F_z\end{aligned}\tag{10-1}$$

Desprezando o atrito e a força de Coriolis, as equações simplificam-se:

$$\begin{aligned}\frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g\end{aligned}\tag{10-2}$$

Podendo-se escrever na forma vetorial condensada:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \vec{g}\tag{10-3}$$

onde $\nabla p = \frac{\partial p}{\partial x} \vec{e}_x + \frac{\partial p}{\partial y} \vec{e}_y + \frac{\partial p}{\partial z} \vec{e}_z$ e $\vec{g} = -g\vec{e}_z$.

Até agora temos usado o termo “circulação” de forma descritiva, mas o termo tem um sentido matemático muito preciso. Define-se a **circulação** de um fluido como o integral, ao longo de um circuito fechado L como:

$$C = \oint_L \vec{v} \cdot d\vec{l} \quad (10-4)$$

Exercício 10-2. Numa depressão circular observa-se um vento de 10 ms^{-1} a 500 km do seu centro. (a) Calcule a circulação na circunferência referida; (b) Calcule a sua vorticidade relativa; (c) Mostre que a circulação por unidade de área (da área delimitada pela circunferência) é igual à vorticidade relativa.

(a) Utiliza-se (10-4):

$$C = \oint_L \vec{v} \cdot d\vec{l} = 2\pi Rv \approx 3.14 \times 10^7 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$$

(b) Utilizando diferenças finitas (cf. Exercício 8-5):

$$\zeta \approx \frac{v_{x+R} - v_{x-R}}{2R} - \frac{u_{y+R} - u_{y-R}}{2R} = \frac{2v}{R} = 0.4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

(c)

$$\frac{C}{A} = \frac{2\pi Rv}{\pi R^2} = \frac{2v}{R}$$

Sendo o circuito fixo, dado pela linha ABCDA da Figura 10-4, em que AB e CD são duas isóbaras e BC e DA duas verticais, pode escrever-se:

$$\frac{dC}{dt} = \frac{d}{dt} \oint_L \vec{v} \cdot d\vec{l} = \oint_L \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot d\vec{l} = - \oint_L \frac{dp}{\rho} - \oint_L g dz \quad (10-5)$$

obtendo-se o **teorema de Kelvin da circulação**:

$$\frac{dC}{dt} = - \oint_L \frac{dp}{\rho} \quad (10-6)$$

onde se notou que:

$$-\frac{\nabla p}{\rho} \cdot d\vec{l} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \vec{e}_x + \frac{\partial p}{\partial y} \vec{e}_y + \frac{\partial p}{\partial z} \vec{e}_z \right) \cdot (dx \vec{e}_x + dy \vec{e}_y + dz \vec{e}_z) = -\frac{dp}{\rho} \quad (10-7)$$

e

$$\vec{g} \cdot d\vec{l} = -g \vec{e}_z \cdot (dx \vec{e}_x + dy \vec{e}_y + dz \vec{e}_z) = -g dz \quad (10-8)$$

e que o integral cíclico de g é identicamente nulo. O operador “.” denota o produto interno de dois vectores. Utilizando a equação de estado (ar seco) e lembrando que a pressão só varia nos trajetos BC e DA, obtém-se para o caso da Figura 10-4:

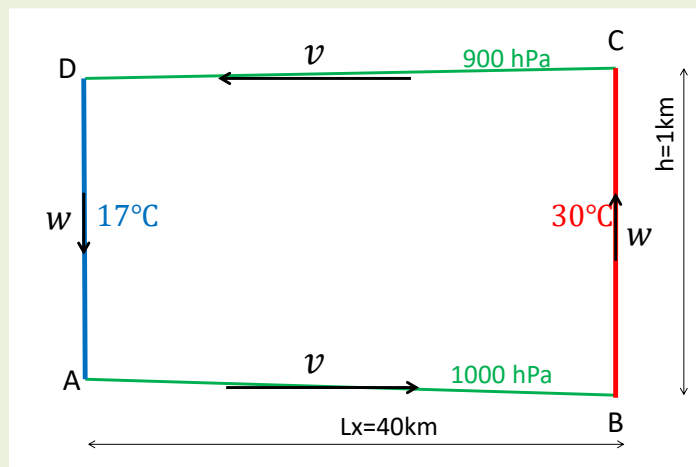
$$\frac{dC}{dt} = - \int_{BC} R_d T \frac{dp}{p} - \int_{DA} R_d T \frac{dp}{p} = R_d (T_2 - T_1) \ln \left(\frac{p_{base}}{p_{top}} \right) \quad (10-9)$$

Portanto, existirá geração de circulação no sentido direto ABCDA se $T_2 > T_1$, e geração de circulação retrógrada (ADCBA) se $T_2 < T_1$.

O exemplo mais claro de aplicação da teoria de Kelvin da circulação é o estabelecimento da brisa marítima, analisado no Exercício 10-3.

Exercício 10-3. Ao largo da costa ocidental de Portugal continental no mês de Julho observa-se às 11h uma temperatura do ar de 17°C, sendo a temperatura do ar sobre terra a 40 km de distância 30°C. Esse gradiente é observado entre a superfície, onde a pressão vale 1000 hPa e os 900hPa (a cerca de 1000 m de altitude). Admitindo que às 11h o ar está ainda em repouso e que o gradiente de temperatura se vai manter na hora seguinte, estime: (a) a taxa de variação da circulação de brisa; (b) a aceleração inicial imposta ao ar; (c) a intensidade do vento de brisa às 12h.

Para relacionar a circulação com o vento vamos considerar uma nova versão da Figura 10-4. Nesta versão introduziram-se duas modificações: (a) introduziram-se componentes verticais na circulação; (b) admitiu-se que a circulação é quase retangular, o que é realista.



Circulação de brisa marítima

(a) Utiliza-se (10-9):

$$\frac{dC}{dt} = R_d (T_2 - T_1) \ln \left(\frac{1000}{900} \right) \approx 393 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$$

Nota: a circulação C é dada em unidades $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$.

(b) Usa (10-5):

$$\frac{dC}{dt} = \oint_L \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot d\vec{l} = \frac{d\vec{v}}{dt} L$$

Assim, a aceleração será em média:

$$\overline{\frac{dv}{dt}} \approx \frac{1}{L} \frac{dC}{dt} \approx \frac{393}{80 \times 10^3} \approx 4.9 \times 10^{-3} \text{ms}^{-2}$$

(c) Assim, às 12h, 1 h depois do início, teremos uma circulação no valor de:

$$v_{12h} = v_{11h} + \frac{dv}{dt} \times 1h \approx 0 + 4.9 \times 10^{-3} \times 3600 \approx 17.6 \text{ms}^{-1}$$

Trata-se de um valor muito elevado para uma velocidade de brisa, o que mostra que **o atrito não pode ser desprezado** mesmo durante um período de 1 h.

Utilizando o mesmo raciocínio de Kelvin, Bjerknes demonstrou um teorema de circulação mais geral, aplicável a sistemas de grande dimensão, onde está incluído o efeito de Coriolis. No entanto, dado que o efeito de Coriolis só existe se a velocidade não for nula, a **geração** de circulação a partir de uma atmosfera em repouso é devidamente explicada pelo teorema de Kelvin.

Aquecimento diferencial

À escala global, a geometria esférica da Terra (cf. Figura 5-7) garante a imposição de um importante gradiente de temperatura, estimado na Figura 10-2 em mais de 60°C entre o equador e o polo de Inverno. De facto o gradiente observado na Figura 10-2 é muito menor do que o que existiria na ausência de circulação atmosférica e oceânica. A Figura 10-5 mostra uma estimativa do balanço radiativo da Terra em função da latitude. A curva da radiação solar absorvida é uma função da geometria e do albedo (o mínimo local de radiação absorvida perto do 10N resulta do albedo da ZITC). A curva da radiação emitida é uma função da temperatura do planeta. Na ausência de circulação (atmosférica e oceânica) as duas curvas teriam de coincidir, encontrando-se a zona equatorial mais quente e os polos mais frios. A diferença entre as duas curvas, em cada latitude, constitui uma estimativa do calor para aí transportado pela circulação global.

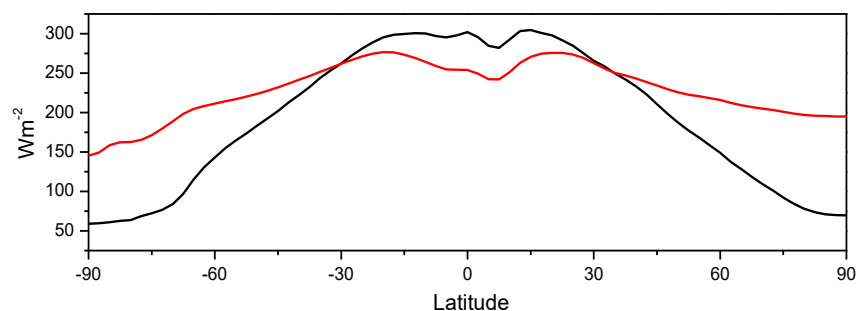


Figura 10-5 – Fluxos de radiação no topo da atmosfera. Linha preta: radiação solar absorvida; linha vermelha: radiação infravermelha emitida. Média 1990-2000 dos dados ERA-40 (ECMWF).

O facto de o balanço radiativo implicar um *deficit* de energia nas latitudes elevadas e um excesso nas latitudes baixas traduz-se num reforço permanente do gradiente norte-sul de temperatura, aquecendo a zona quente e arrefecendo a zona fria, exatamente o tipo de forçamento que é necessário para manter a circulação apesar dos efeitos dissipativos.

Massas de ar

A Figura 10-5 sugere que o balanço radiativo varia de forma bastante regular entre o Equador e os polos, com a temperatura do ar junto da superfície a decrescer gradualmente. A Figura 10-2, no entanto, mostra que, mesmo em média mensal de 40 anos, a distribuição da temperatura não é muito regular, notando-se que o gradiente de temperatura é particularmente intenso em certas regiões, por exemplo no Canadá em Janeiro. De facto, como se referiu no capítulo 5, o ar interage fracamente com a radiação, sendo esta absorvida fundamentalmente na superfície terrestre e no oceano. O ar pode trocar calor por contacto com a superfície, mas esse processo é lento e afeta unicamente a baixa troposfera, dada a baixa condutividade térmica do ar (cf. Tabela 2-2). Em consequência, só em zonas homogêneas nas quais o mesmo ar se mantenha em contacto com a superfície por um período prolongado será atingido equilíbrio térmico, com formação de uma **massa de ar** com características correspondentes à zona de formação.

As zonas mais favoráveis à formação de massas de ar são regiões com circulação anticiclónica quase permanente, como os anticlones quentes subtropicais e os anticlones frios nas regiões polares ou sobre os continentes nas latitudes elevadas. Uma vez formada, uma massa de ar pode manter as características termodinâmicas típicas da região de formação durante muitos dias, tempo suficiente para ser transportada pelos ventos vários milhares de km. Uma das características que constitui um cartão de identidade de uma massa de ar é a temperatura potencial do termómetro molhado, uma vez que se trata de uma propriedade conservativa em processos adiabáticos, mesmo na presença de condensação e precipitação.

Apesar de existirem listas mais detalhadas, é usual considerar quatro massas de ar básicas:

Massa de Ar Tropical Marítima, quente e húmida, com uma região de formação nos oceanos subtropicais (Atlântico, Pacífico e Índico, em ambos os Hemisférios);

Massa de Ar Tropical Continental, quente e seca, com uma região de formação nos continentes subtropicais (e.g. regiões desérticas);

Massa de Ar Polar Marítima, fria e húmida, com uma região de formação nos Oceanos polares;

Massa de Ar Polar Continental, fria e seca, com uma região de formação nos Continentes das latitudes elevadas (e.g. Sibéria, Canadá, Antárctica)

Frente polar

As massas de ar de origem **polar** e **tropical** encontram-se nas latitudes médias, transportadas pela circulação global. Na zona de interface entre essas massas de ar observa-se uma transição rápida entre o ar tropical quente e húmido (elevada temperatura potencial do termómetro molhado) e o ar polar frio e seco (baixa temperatura potencial do termómetro molhado). Essa região de transição pode ser idealizada como uma superfície de separação entre as massas de ar, designada por **superfície frontal polar**. A intersecção entre a superfície frontal e a superfície da Terra é designada por **frente polar**.

O elevado gradiente horizontal de temperatura presente na frente polar indica que existe **energia potencial disponível**. Dada a escala destes processos, a circulação gerada nessa região não pode ser corretamente analisada sem entrar em consideração com a rotação da Terra, i.e. com a aceleração de Coriolis. A Figura 10-6 mostra a circulação no **plano horizontal**, na vizinhança da frente polar do hemisfério norte. A circulação é **tridimensional** com o ar frio a descer sob o ar quente (tal como no problema de Kelvin da brisa, cf. Figura 10-4) ao mesmo tempo que é desviado lateralmente, para a direita no hemisfério norte, pelo efeito de Coriolis. Em consequência, é forçada uma **circulação ciclônica** na zona da frente.

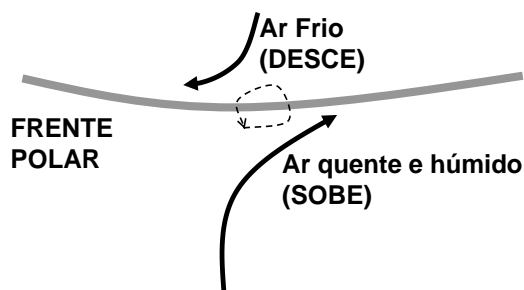


Figura 10-6 – Formação de uma perturbação frontal por convergência na frente polar do hemisfério norte. (Plano horizontal)

Na presença de um gradiente de temperatura suficientemente intenso, a perturbação frontal incipiente esquematizada na Figura 10-6 terá tendência a amplificar-se dando origem a um **ciclone das latitudes médias**: a **depressão frontal**. A circulação na vizinhança de uma depressão frontal do hemisfério norte encontra-se esquematizada na Figura 10-7. Neste sistema continua a funcionar o mecanismo energético proposto por Margules, de conversão de energia potencial disponível em energia cinética por redução do centro de gravidade da atmosfera, acompanhado por transporte de calor na direção dos polos, como é exigido pelo balanço radiativo (Figura 10-5).

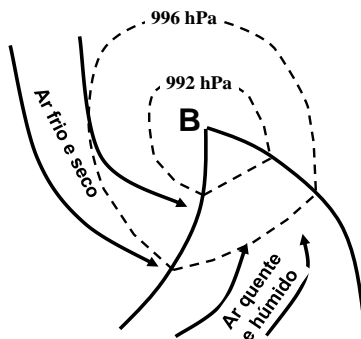


Figura 10-7 – Depressão frontal madura no hemisfério norte.

As depressões frontais são sistemas ativos, associados a vento e chuva, e são sistemas móveis transportados em geral de Oeste para Leste nas latitudes médias. A sua dinâmica, incluindo o ciclo de vida

e trajetórias típicas, mas também a distribuição espaço temporal da sua fenomenologia, constitui um tópico central da meteorologia das latitudes médias.

11. Sistemas de observação

Escalas do movimento atmosférico. Meteorologia sinóptica. Observações de superfície. Observações remotas. Cartas meteorológicas.

Escalas do movimento atmosférico

A complexidade do escoamento atmosférico torna necessária a introdução de diversas simplificações. Tais simplificações podem ser justificadas por **análises de escala**, i.e. por cálculos da importância relativa dos diferentes processos representados capazes de justificar o recurso a equações mais simples. A importância dos diferentes processos é, em geral, dependente da dimensão horizontal dos sistemas considerados e/ou da sua duração temporal. A Figura 11-1 classifica diferentes sistemas meteorológicos em função da sua escala, considerando diferenciadamente os sistemas tropicais e os que ocorrem nas latitudes médias, pelas razões referidas no início do capítulo.

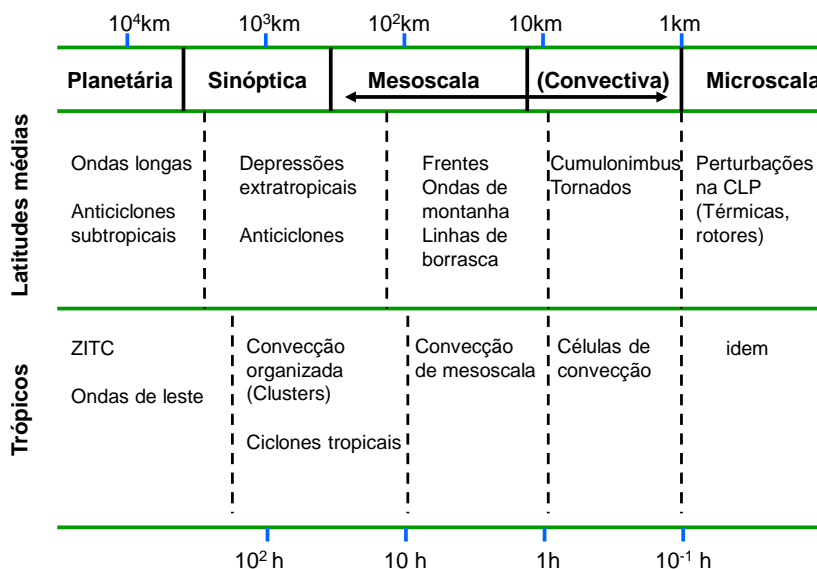


Figura 11-1 – Escalas do movimento atmosférico. CLP (Camada Limite Planetária), ZITC (Zona Intertropical de Convergência)

A classificação apresentada na Figura 11-1 pode ser definida como **fenomenológica**, no sentido em que as diferentes escalas são descritas em função de sistemas meteorológicos observados, a que estamos habituados a atribuir designações padrão, muitas delas incluídas na linguagem comum. O simples facto de termos como **anticiclone dos Açores** ou **tornado** serem imediatamente identificados, o primeiro como um sistema de grande dimensão e quase estacionário e o segundo como um sistema de pequena dimensão, grande intensidade e curto tempo de vida, indicam que a análise de escala faz sentido, i.e. que na complexidade do escoamento atmosférico se podem encontrar sistemas de diferentes escalas, capazes de uma vida relativamente **coerente** e com características classificáveis.

A Figura 11-1 contém diversas informações importantes. Em primeiro lugar nota-se que se admite uma relação de proporcionalidade direta entre a escala horizontal de um dado sistema e a sua escala temporal: os grandes sistemas evoluem lentamente, os pequenos sistemas são rápidos. Esta proporcionalidade resulta do **papel dominante da advecção** horizontal na dinâmica meteorológica. Em segundo lugar nota-se que, nas latitudes médias, os sistemas que produzem vento ou precipitação significativos ocorrem quer na escala sinóptica (depressões extratropicais) quer na mesoscala (frentes, *squall-lines* ou linhas de borrasca, nuvens convectivas, tornados). Os sistemas mais intensos, no entanto, são de mesoscala.

As diferentes escalas meteorológicas estão associadas a diferentes processos físicos. No caso da **escala planetária**, correspondente a sistemas com dimensão horizontal comparável com o próprio planeta, a sua existência deve-se à geografia global, nomeadamente ao forçamento atmosférico pela distribuição dos continentes. No outro limite, os sistemas de microscala, de dimensão horizontal inferior a 1 km e duração temporal de minutos, são característicos da turbulência atmosférica, em especial na camada limite. A meteorologia mais relevante, no entanto, ocorre nas escalas intermédias.

Meteorologia sinóptica

A escala sinóptica foi durante muito tempo o foco da meteorologia. O termo **sinóptico** deriva de **sinopse** ou resumo. A sua utilização na meteorologia como o identificador de uma escala indica a ideia de que seria possível perceber o essencial da evolução do estado de tempo, pelo menos nas latitudes médias, a partir da observação nessa escala.

De facto, o sistema clássico de observação meteorológica baseia-se na **rede sinóptica** de estações de superfície e de estações de **radiossondagem**, cuja operação é realizada de forma sincronizada à escala global, com observações em Tempo Universal Coordenado (UTC, na sigla inglesa). As escalas espaço-temporais acessíveis nessa rede foram definidas pragmaticamente como o compromisso possível entre custos e benefícios. No caso das observações de superfície a distância entre estações é da ordem das dezenas de km nos países desenvolvidos, com intervalos entre observações de 3h, enquanto as estações de radiossondagem estão espaçadas por centenas de km, com sondagens às 0 e 12 h UTC. A rede sinóptica é extremamente heterogénea, deixando por observar a maior parte da região oceânica e grandes extensões terrestres (cf. Figura 11-2). O espaçamento espaço-temporal entre observações de altitude limita a observação tridimensional da atmosfera a sistemas com dimensão horizontal da ordem das centenas de km ou mais e duração temporal de dias, i.e. de **escala sinóptica**.

Para além de definir uma **escala** e uma **rede de observação**, o termo **sinóptico** é ainda utilizado para identificar um conjunto de técnicas clássicas de análise e previsão do tempo: o **método sinóptico**. O método sinóptico foi inicialmente desenvolvido para a previsão do tempo a curto prazo (1 a 3 dias) utilizando regras empíricas baseadas na identificação de sistemas típicos e na atribuição a tais sistemas de uma história futura igualmente típica. Apesar de a previsão de tempo moderna, baseada na integração de modelos numéricos, ser fundamentalmente objetiva e, portanto independente da identificação (subjéctiva) de padrões de circulação, o método sinóptico continua a desempenhar um papel importante no dia-a-dia da Meteorologia e constitui uma fonte importante de informação para o controlo de qualidade dos modelos numéricos.

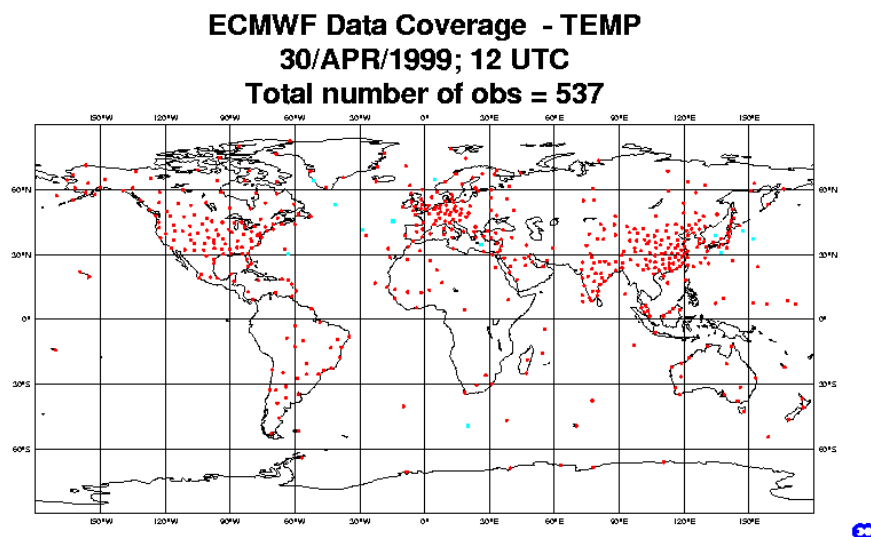


Figura 11-2 – Exemplo de localização das estações de radiossondagem (Fonte: ECMWF).

Sistemas de observação

A rede sinóptica constitui a base do sistema de monitorização meteorológica global. A rede sinóptica é complementada por um conjunto muito heterogéneo de sistemas de observação. Estes sistemas incluem observações em pontos fixos, nomeadamente em estações de superfície numa rede mais densa que a rede sinóptica e com uma frequência temporal mais intensa (tipicamente cada 10 minutos), em pontos móveis (aviões e navios, cf. Tabela 11-1), e em sistemas de deteção remota, incluindo radares e satélites meteorológicos (Tabela 11-2). Ao contrário da rede sinóptica, a maior parte destes sistemas não efetuam observações sincronizadas.

Tabela 11-1 – Rede sinóptica

<i>Tipo</i>	<i>Código</i>	Δt	Δx	<i>Variáveis</i>
Altitude	TEMP	12h	>300km	P, T, RH, vento (ddd,ff) (z)
Superfície	SYNOP	3h	>50km	P, T(max,min,actual),RH, vento (ddd,ff), Neb, R(prec), Evap, Vis, dP/dt, Tempo presente, Tempo passado
Navio	SHIP	3h	Var.	
	PILOT	12h	Var.	Vento (ddd,ff)

Tabela 11-2 – Observações não sinópticas

<i>Plataforma</i>	<i>Variável medida</i>	<i>Variável Inferida</i>	Δt	Δx
-------------------	------------------------	--------------------------	------------	------------

Satélite geostacionário	Irradiância (por bandas), OLR, Visível	T (sup), T(z), T do Topo das nuvens, vento (nuvens), albedo	15 min	~5km
Satélite de órbita polar	Idem	Idem	12 h	~1 km
Radar	Reflectividade, Desfasamento Doppler	Precipitação, conteúdo em água, altitude dos topos dos ecos, vento (Doppler)	5-10 min	1-2 km
Rede de detecção de descargas eléctricas	Ocorrência de descarga	Trovoada	1 min	
Sensores de tempo presente		Tempo presente		
Telémetros de nuvens	Altura do teto de nuvens			
Avião comercial	P,T,vento		Cont	Cont

A Figura 11-3 representa a rede básica de observação do Instituto Português do Mar e da Atmosfera (IPMA, 2012) no território português, incluindo as estações automáticas principais, climatológicas, clássicas, pontos de radiossondagem e alguns observatórios especiais. A observação de precipitação realizada nas estações automáticas e clássicas do IPMA é complementada pela rede udométrica, atualmente gerida pela APA (Agência Portuguesa do Ambiente), nos pontos apresentados na Figura 11-4.

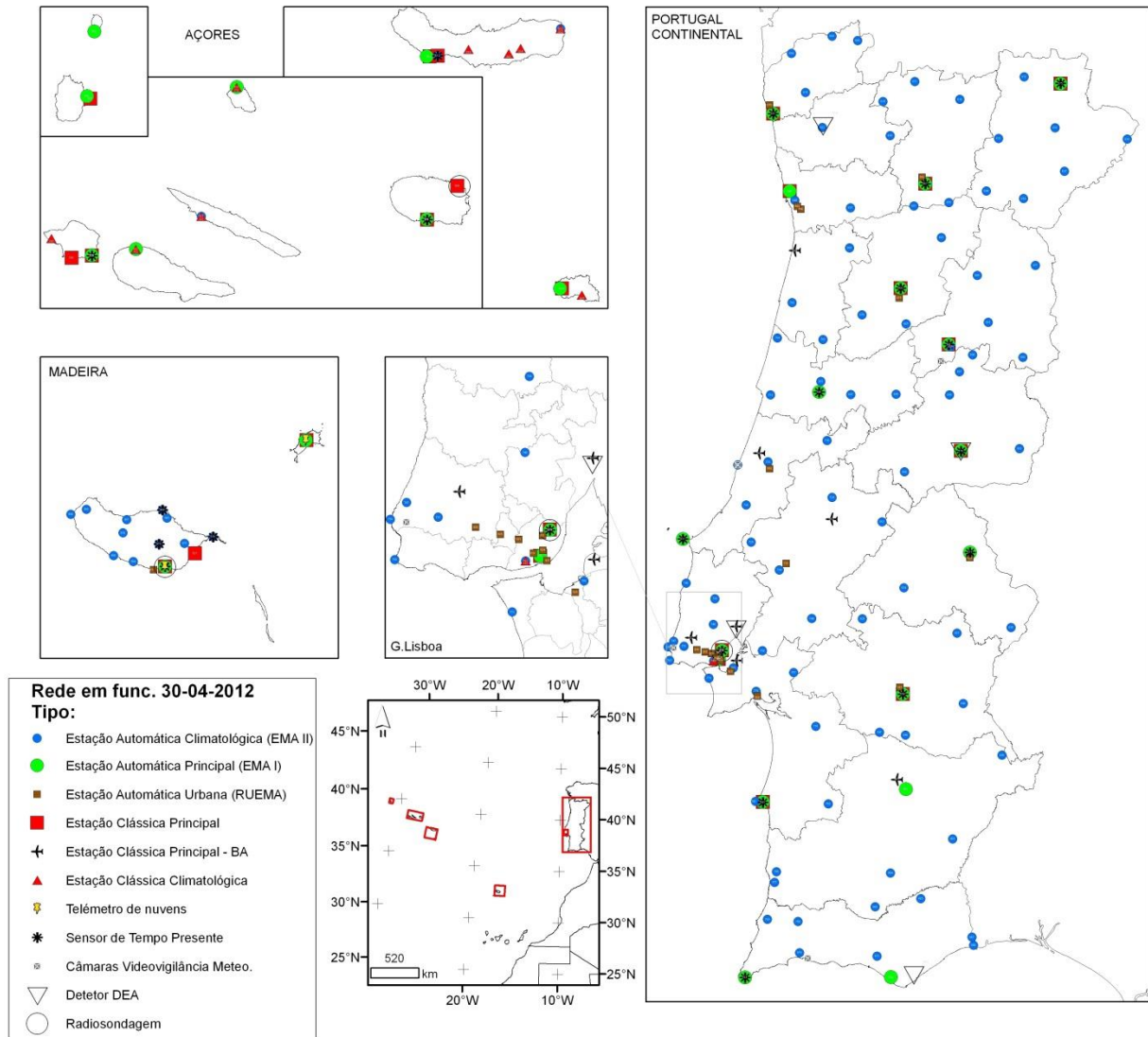


Figura 11-3 – Rede Meteorológica (Instituto Português do Mar e da Atmosfera, 2012)

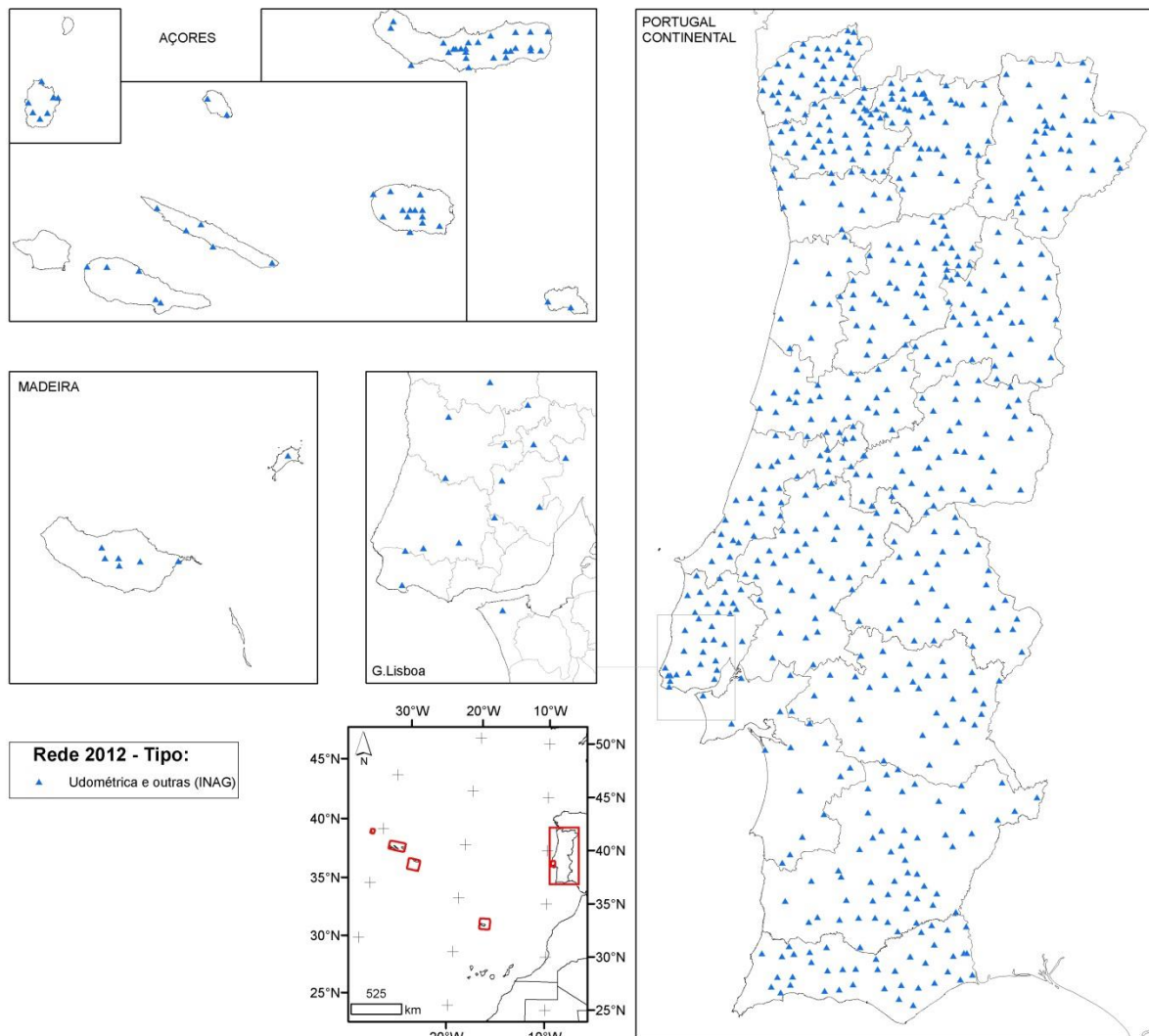


Figura 11-4 – Rede Udométrica (APA, 2012)

Representatividade e qualidade das observações

O sistema de observação pretende representar variáveis meteorológicas distribuídas continuamente no espaço e no tempo. Os valores observados resultam, no entanto, de um processo de **discretização**, no qual o processo contínuo é **amostrado** discretamente em 3 dimensões: no espaço, no tempo e na própria variável medida. A amostragem no espaço e no tempo resulta do espaçamento entre sensores (estações, ou pixels em imagens de deteção remota) e no intervalo entre observações, e implica frequentemente a aplicação de um **filtro passa-baixo** inerente à realização de médias no espaço e/ou tempo. A terceira dimensão da amostragem está associada à dinâmica do sensor, i.e. à sua precisão.

Considere-se por exemplo as observações de temperatura à superfície na rede de estações automáticas. Estas estações estão espaçadas entre si cerca de 30 km (intervalo de amostragem espacial) e realizam

observações cada 10 minutos (intervalo de amostragem temporal). Cada observação corresponde à média temporal nesses 10 minutos calculada a partir de uma amostragem mais fina (cada segundo), obtida com uma precisão de 0.1°C (intervalo de amostragem do sensor). Assim, se existirem flutuações temporais rápidas elas vão ser filtradas pelo sistema de observação. No entanto, o mesmo não se passa com as flutuações espaciais: se existirem locais não diretamente observados com temperaturas sistematicamente muito diferentes, por exemplo em montanhas ou vales em que não existam estações, esses valores não vão afetar as observações.

No caso das observações remotas, a situação é algo diferente. Os sensores fazem em geral uma média no espaço da variável observada e não é adquirida nenhuma informação sobre a variabilidade temporal entre imagens. Como os sensores remotos não medem diretamente as variáveis pretendidas, a caracterização da sua precisão é em geral mais complexa e dependente do caso. Os sensores remotos atribuem a cada observação parâmetros de qualidade que permitem inferir o erro típico associado a cada observação.

O processo de amostragem de funções contínuas é realizado em todos os sistemas de medida, meteorológicos ou não. Os procedimentos a seguir para garantir a **representatividade espaço-temporal** das observações são estabelecidos por uma teoria própria, centrada no **teorema da amostragem** (ou teorema de Nyquist) que estabelece que é possível reproduzir exatamente uma função contínua a partir de uma amostra discreta de observações pontuais regularmente espaçadas, desde que sejam realizadas mais de 2 observações por cada uma das oscilações mais rápidas (caso de amostragem no tempo) ou mais curtas (caso de amostragem no espaço). No caso da meteorologia, em que coexistem diferentes escalas de fenómenos, é em geral impossível satisfazer completamente esse requisito devendo os utilizadores de dados meteorológicos estar conscientes de possíveis problemas de amostragem.

No que se refere à **representatividade física** das observações existem variados problemas a considerar que afetam a precisão dos sensores. No caso de medições pontuais diretas de parâmetros físicos, tais medições recorrem a **transdutores**, i.e. a sistemas físicos que traduzem a variável medida numa variável registável, e.g. um movimento de uma caneta num gráfico ou uma tensão elétrica a registar num voltímetro. A fiabilidade do processo de transdução deve ser assegurada por **calibração**, i.e. por uma comparação sistemática das medidas do instrumento com as de um instrumento de referência. Tal procedimento deve ser realizado regularmente e deve seguir protocolos aprovados.

No caso de medições indiretas de parâmetros físicos, envolvendo análise de imagens de deteção remota ou cálculos complexos com vários sensores, o processo de transdução torna-se mais complexo, podendo existir acumulação de erros com perda de precisão no resultado final. Em todos os casos, o controlo de qualidade dos dados adquiridos deve ser uma preocupação constante do sistema de observação, visando detetar erros procedimentais e/ou deriva no comportamento dos sensores que afetem a fiabilidade do sistema acima dos erros considerados aceitáveis, conforme as normas aplicáveis (da WMO ou de outras instituições, como por exemplo a ICAO no caso das aplicações aeronáuticas).

Cartas meteorológicas

A produção de uma imagem do estado tridimensional da atmosfera a partir de observações, geralmente referida como **análise**, resulta da compilação e interpretação das observações pontuais, atualmente realizada com o apoio de modelos de previsão. Tradicionalmente, as observações eram marcadas manualmente em cartas de superfície e em diferentes níveis de pressão (1000 hPa, 850 hPa, 700 hPa, 500 hPa, 300 hPa, 200 hPa), utilizando uma simbologia padronizada, apresentada na Figura 11-5 e exemplificada na Figura 11-6. No caso das cartas de superfície, a informação marcada inclui informação numérica (pressão, temperatura, temperatura do ponto de orvalho, tendência da pressão) e gráfica (vento, tempo presente, nebulosidade, nuvens observadas), incluindo o resultado de observações visuais qualitativas. As cartas de altitude incluem unicamente medidas objetivas com sensores (geopotencial/altitude, temperatura, temperatura do ponto de orvalho, tendência da pressão).

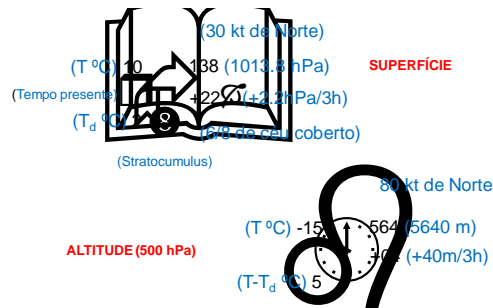


Figura 11-5 – Informação marcada em cartas de superfície e de altitude. A azul: decodificação.

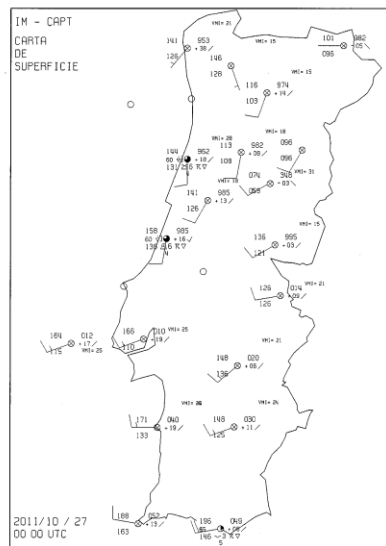


Figura 11-6 – Carta de superfície.

Para certas aplicações, o registo meteorológico pode também ser analisado na forma de séries temporais de observações num ponto, como no caso da Figura 11-7, mostrando um ciclo anual completo da temperatura medida, cada 10 minutos, no IDL (Instituto Geofísico, Jardim Botânico, Lisboa).

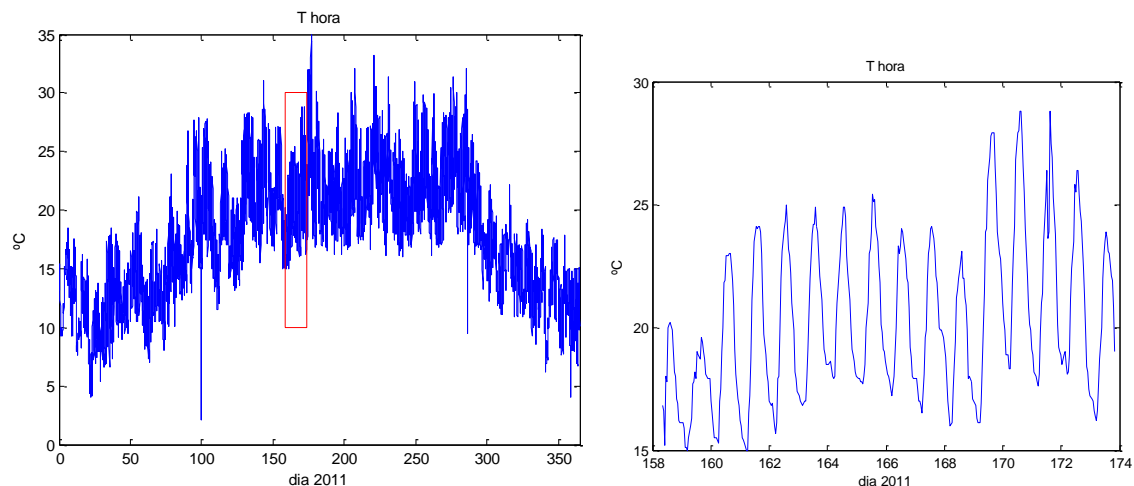


Figura 11-7 – Temperatura média horária no IDL (Instituto Geofísico, Universidade de Lisboa). Esquerda: ciclo anual em 2011; direita: zoom (retângulo vermelho na figura da esquerda) de 16 dias num período de céu pouco nublado no início de Verão.

Observações por satélite¹

As observações obtidas por satélite são fundamentais para a análise das condições meteorológicas. O primeiro lançamento de um satélite meteorológico para o espaço cuja missão foi bem sucedida (TIROS-1) aconteceu em 1960, e foi da responsabilidade da NASA. Desde então várias missões se sucederam, e atualmente são vários os satélites que orbitam no espaço, projetados com a finalidade de monitorizar a atmosfera. A Figura 11-8 apresenta a atual constelação de satélites Meteorológicos, que se movem em torno da Terra. Como se pode observar nesta figura, existem satélites da responsabilidade dos Estados Unidos (GOES-R, NPOESS), China (FY-1/3, FY-2/4), Japão (GMS-5/MTSAT-1R), República da Coreia (COMSAT-1, GOMS), Rússia (METEOR 3M, GOMS), Índia (INSATs) e Europa (Meteosat, MSG, Metop). O que distingue os diversos satélites são fundamentalmente as características dos sensores que transportam (resolução espacial, temporal, espectral e radiométrica) e as órbitas que descrevem, estabelecidas de acordo com os fins a que se destinam. As órbitas descritas pelos satélites meteorológicos são, em geral, de dois tipos: geostacionárias e polares. No primeiro tipo, indicado esquematicamente pelo círculo amarelo, na Figura 11-8, o satélite é colocado a uma altitude de cerca de 36000 km, e orbita com o mesmo período de rotação da Terra, ou seja observa sempre a mesma região do planeta. No caso da órbita polar (indicada pelo círculo vermelho, Fig. 1), a altitude é mais baixa (700-800km), num plano que é quase perpendicular ao plano do equador, passando em cada revolução do satélite, aproximadamente sobre ambos os polos da Terra. A combinação do movimento do satélite com o movimento de rotação da Terra possibilita uma cobertura global do planeta.

¹ Texto de Carla Barroso (IPMA)

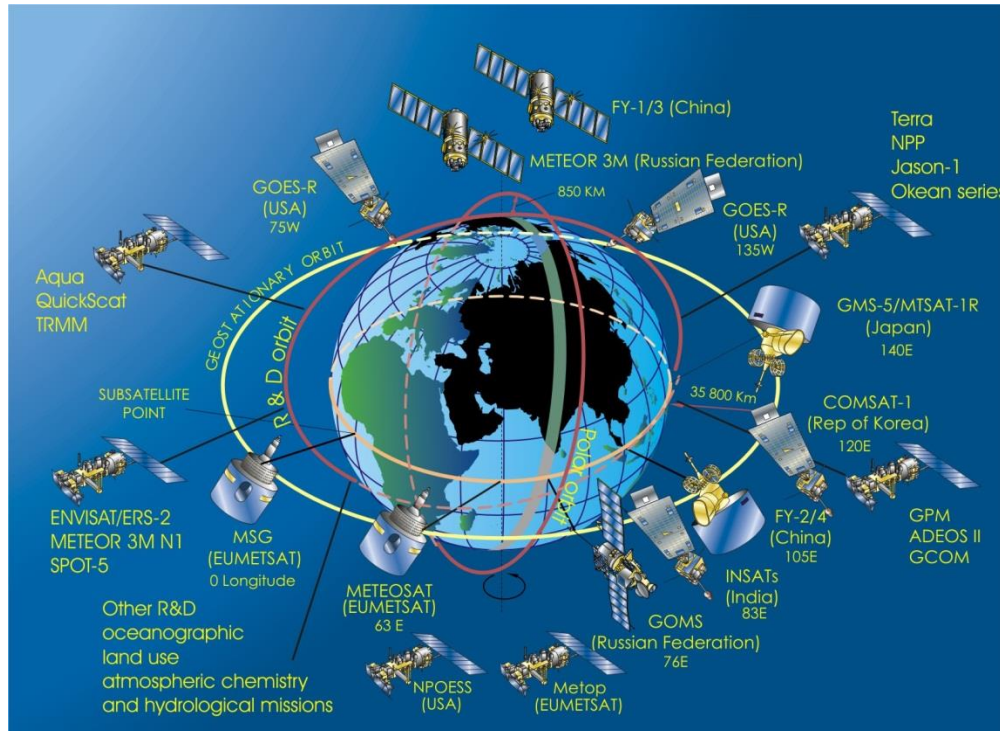


Figura 11-8 – Constelação de satélites Meteorológicos (em órbita geostacionária e polar).

Tabela 11-3 – Informação sobre o nome, entidade responsável, ano de lançamento e sensores a bordo dos satélites meteorológicos de órbita polar atualmente operacionais (www.wmo.int).

<http://www.wmo.int/pages/prog/sat/satellitestatus.php#CurrentLEO>

Nome	Operador	Ano de Lançamento	Sensores
Suomi-NPP	USA NOAA/NASA	2011	Radiômetro, Sondador vertical,
NOAA -19	USA/NOAA	2009	Radiômetro (AVHRR)
FY – 1-3	CHINA/CMA	2002, 2008, 2010	Radiômetro, Sondador vertical
Metop -A	EUMETSAT	2006	Radiômetro (AVHRR), Sondador vertical, radar
Jason -2	NASA/NOAA, EUMETSAT/ CNES	2008	Radar
Terra/Aqua (MODIS)	NASA	2002	Radiômetro (MODIS, CERES, ASTER,...)

Tabela 11-4 – Informação sobre o nome, região (setor) de cobertura, ponto de sub-satélite, entidade responsável, ano de lançamento e sensores a bordo dos satélites meteorológicos de órbita geostacionária atualmente operacionais (www.wmo.int).

Setor de cobertura	Nome	Ponto Sub-satélite	Operador	Ano de Lançamento	Sensores
Pacífico Este	GOES- 15	135° W	USA/NOAA	2010	Radiómetro, sondador vertical
Atlântico Oeste	GOES- 13	75° W	USA/NOAA	2006	Radiómetro sondador vertical
Atlântico Este	MSG -2	0°	EUMETSAT	2005	Radiómetro
Índico	METEOSAT-7	57.5° E	EUMETSAT	1997	Radiómetro
	Kalpana -1	74° E	INDIA	2002	Radiómetro
	FY -2D	86.5° E	CHINA	2006	Radiómetro
	INSAT -3A	93.5° E	INDIA	2003	Radiómetro
	FY -2E	105° E	CHINA	2008	Radiómetro
Pacífico Oeste	COMS-1	128.2° E	COREIA	2010	Radiómetro
	Himawari-7 (MTSAT-2)	145° E	JAPÃO	2006	Radiómetro

Rede de Radares ²

O radar meteorológico constitui, virtualmente, a única ferramenta observacional que permite obter uma panorâmica espacial relativamente vasta da distribuição da intensidade de precipitação. A natureza das suas observações face à das observações udométricas, embora diversa, é complementar, pelo que a exploração conjunta dos dois meios observacionais se tem revelado como uma mais-valia. Desde há décadas têm sido prosseguidos estudos visando a obtenção de campos otimizados da precipitação: as técnicas envolvidas procuram combinar o maior rigor da observação udométrica, a uma escala local, com o padrão observado pelo radar, a uma escala mais vasta. Os sistemas de radar permitem, de facto, a identificação de padrões relevantes das perturbações atmosféricas: a interpretação correta destes padrões pode ter particular interesse para o diagnóstico e previsão a prazo imediato (Nowcasting). Os atuais sistemas, dotados de capacidade Doppler, observam a refletividade (primariamente relacionada com a precipitação) e a velocidade Doppler (primariamente relacionada com o vento).

Uma vez que os fenómenos meteorológicos não se compadecem com fronteiras regionais, nacionais ou transnacionais, cedo se reconheceu a vantagem de uma utilização combinada das observações de diversos sistemas de radar adjacentes, para se retirar o máximo benefício da observação radar em sede de previsão meteorológica. O desenvolvimento das redes de radares surgiu como uma resposta a este problema.

Na maioria dos países europeus, incluindo Portugal, assim como nos Estados Unidos, Canadá, Japão, Austrália, Brasil, China, Índia e África do Sul, para nomear apenas alguns, encontram-se implantadas redes

² texto de P. Pinto

de radares meteorológicos em exploração operacional. Estas redes permitem a execução de observações sobre terra em locais remotos ou sem estações udométricas instaladas, assegurar observações sobre o oceano em certas áreas, garantir redundância observacional em áreas marginais normalmente observadas por um sistema vizinho quando este se encontra avariado, etc. Estas vantagens têm sido sentidas no decurso da exploração da rede nacional de radares Doppler, que conta atualmente com dois sistemas: o de Coruche/Cruz do Leão e o de Loulé/Cavalos do Caldeirão. A estas duas unidades juntar-se-á brevemente o radar de Arouca/Pico do Gralheiro, a ser instalado na serra da Freita (Arouca). Nos Açores (Ilha Terceira) está instalado um sistema de radar norte-americano, explorado pelo IPMA ao abrigo de um memorando de entendimento. A expansão da rede nacional está igualmente prevista para o arquipélago da Madeira.

As redes de radares são implantadas de acordo com requisitos estratégicos de cobertura, tais como a presença de importantes áreas populacionais, aeroportos, bacias hidrográficas, etc; requerem a capacidade de fazer chegar rapidamente aos diversos nós da rede, e aos utilizadores, uma grande quantidade de informação; o crescente desenvolvimento das tecnologias de telecomunicações, computação, processamento de dados e visualização tem vindo a contribuir neste sentido.

A mais significativa importância da exploração radar em regime de rede é a de oferecer uma visão sinóptica dos fenómenos meteorológicos, em especial se considerarmos as grandes redes transnacionais ou a rede Europeia de radares. Esta última tem vindo a avançar com as dificuldades inerentes à participação de um grande número de países e harmonização dos respetivos interesses, mas tem registado avanços. Na Figura 11-9 é mostrado um exemplo do mosaico de imagens radar da rede europeia, produzido pelo programa OPERA (**O**perational **P**rogramme for the **E**xchange of Weather **R**Adar information), patrocinado pela Eumetnet (European Meteorological Services Network).

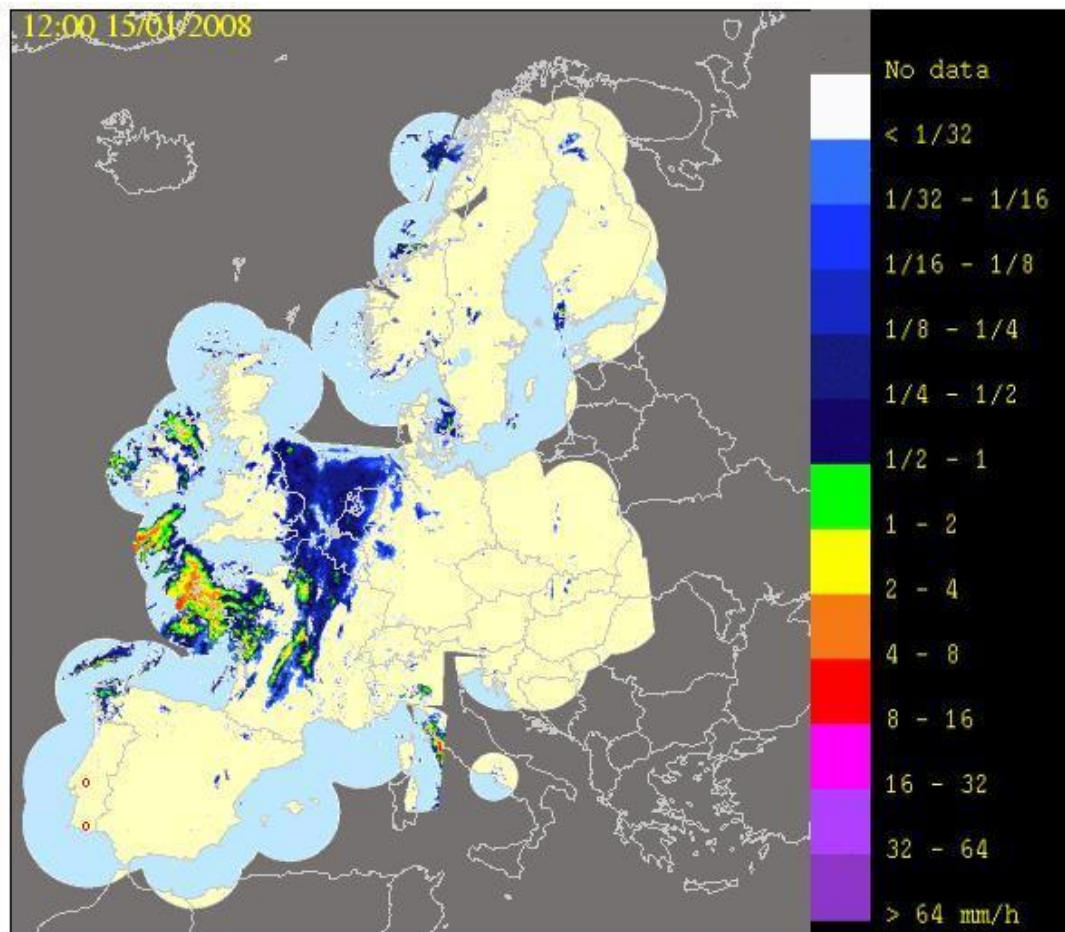


Figura 11-9 – Imagem de mosaico da rede europeia de radares meteorológicos. A imagem corresponde à combinação de produtos de tipo PPI de baixa elevação, para as 12 UTC de 15/01/2008. Assinalados os dois radares da rede nacional (o).

12. Sistemas meteorológicos nas latitudes médias

Meteorologia nas latitudes médias. Ciclones extratropicais. Perturbações frontais. Estrutura vertical de uma superfície frontal. Evolução do estado no tempo na passagem de uma perturbação frontal. Depressões em *cut-off*. Processos de mesoscala e convecção severa. Meteorologia na camada limite. Brisas.

Meteorologia nas latitudes médias

Nos capítulos anteriores introduzimos duas aproximações importantes às equações do movimento, utilizáveis na análise do escoamento à larga escala nas latitudes médias: a **aproximação hidrostática** e a **aproximação geostrófica**. Enquanto a primeira é válida para todos os sistemas de grande dimensão horizontal, a segunda só pode ser aproximadamente válida para esses mesmos sistemas quando longe do equador, visto que o parâmetro de Coriolis (f) se anula nessa latitude. A relevância do equilíbrio geostrófico, i.e. da relação entre o campo da pressão (ou do geopotencial, quando a pressão é utilizada como coordenada vertical) e o campo do movimento, condiciona fortemente a organização da circulação atmosférica, estabelecendo uma distinção qualitativa entre a meteorologia tropical e a das latitudes médias e elevadas.

As duas aproximações referidas dão à pressão um papel central na Meteorologia, relacionando esta, em simultâneo, com a distribuição da temperatura e do vento horizontal. O vento horizontal, no entanto não é exatamente geostrófico e existe uma circulação secundária com convergência à superfície nas depressões e divergência à superfície nos anticiclones (cf. capítulo 8). Em consequência, os anticiclones são, em geral, regiões de **subsistência** (movimento descendente), com “bom tempo”, enquanto as depressões são mais favoráveis ao movimento ascendente e à precipitação.

Ciclones extratropicais

Nas latitudes médias, o estado de tempo é frequentemente condicionado por depressões móveis na corrente de oeste. Estas depressões apresentam sempre circulação ciclónica (no sentido anti-horário no hemisfério norte, horário no hemisfério sul) e deslocam-se, em geral, no sentido do vento dominante na troposfera, de oeste para leste.

As depressões extratropicais são sistemas transientes, i.e. temporários, com um ciclo de vida de vários dias desde o momento da formação (**ciclogénese**) ao do seu desaparecimento (**ciclólise**). A sua formação é frequente em regiões caracterizadas por intensos gradientes horizontais de temperatura, na zona da superfície frontal polar, onde as depressões se formam como **perturbações frontais**, i.e. como perturbações ondulatórias que se propagam ao longo da superfície frontal. A propagação para leste dessas depressões dá-se no bordo polar dos anticiclones subtropicais (cf. Figura 10-1), sendo a sua trajetória afetada pela posição e intensidade desses anticiclones.

A faixa preferencial de trajetórias das depressões extratropicais é geralmente designada por **storm-track**. Como estas depressões são frequentemente produzidas por um mecanismo que resulta da existência de

elevados gradientes horizontais de temperatura, designado por *instabilidade baroclínica*, o *storm-track* acompanha em média a posição da frente polar. Nesta região, o forte gradiente horizontal de temperatura é acompanhado por uma variação rápida do vento horizontal com a altitude (o *vento térmico*), já discutido no capítulo 9. Os *storm-track's* encontram-se localizados nas bacias oceânicas nas latitudes médias a elevadas dos dois hemisférios. A sua posição média varia de ano para ano, consoante a intensidade e localização dos grandes anticiclones subtropicais e das correspondentes baixas pressões subpolares, como são, no sector do Atlântico Norte, o Anticiclone dos Açores e da Depressão da Islândia. A variação destes sistemas é caracterizada pelo índice da *Oscilação do Atlântico Norte* (North Atlantic Oscillation ou **NAO**). A Figura 12-1 compara a situação observada no inverno de 1978-1979 (Dezembro de 1978 a Fevereiro de 1979), ano de NAO negativa em que as depressões Atlânticas se deslocaram nas latitudes médias atingindo frequentemente a Ibéria, com a situação no inverno de 1980-1981, ano de NAO positiva com as depressões a deslocarem-se muito mais a Norte. Em consequência, o ano de 1979 foi anormalmente húmido e o ano de 1981 seco, na região ibérica.

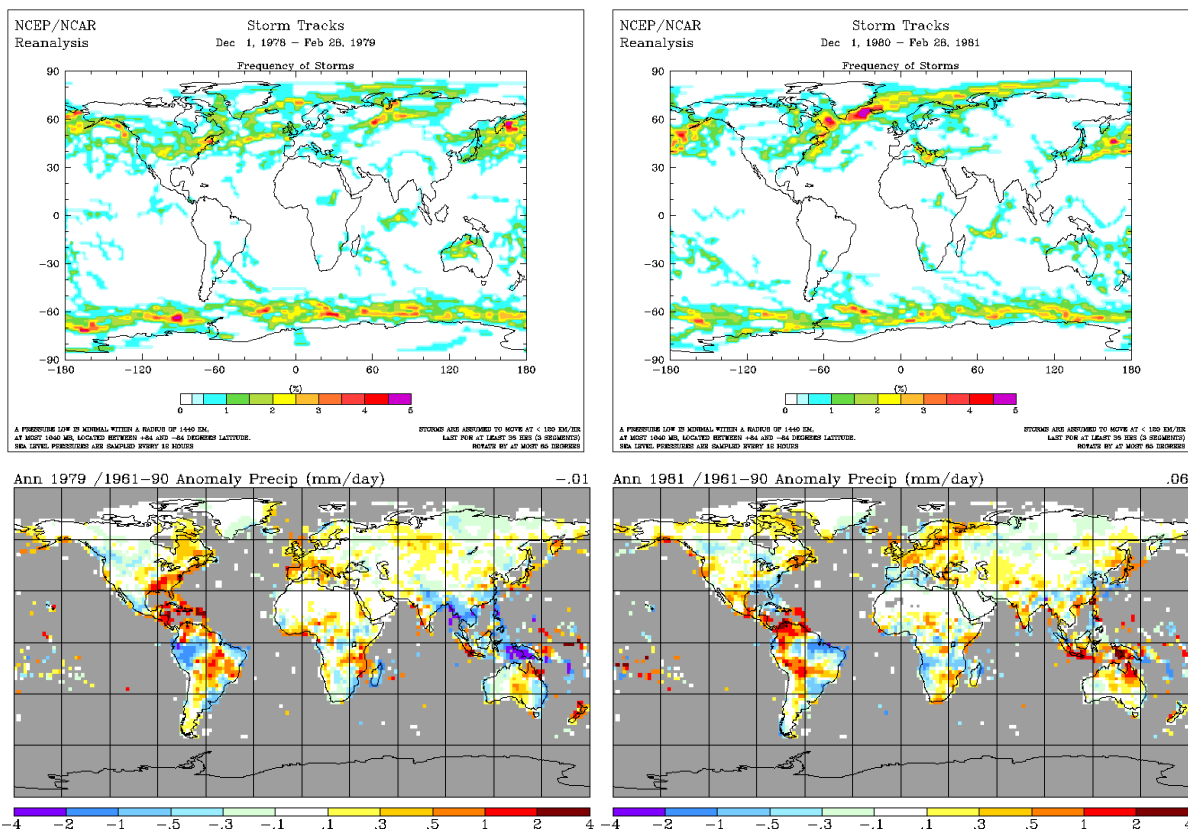


Figura 12-1 – Em cima (dados da reanálise NCEP/NCAR): Frequência de depressões extratropicais; Em baixo (dados NASA/GISS): anomalia da precipitação anual. Esquerda: 1979 (NAO-); direita: 1981 (NAO+). Agradecimento a Isabel Trigo.

Perturbação frontais

O deslocamento dos ciclones extratropicais, tipicamente de oeste para leste, é acompanhado por uma evolução da sua estrutura tridimensional, associada ao processo de transporte de calor na direção dos polos. Conceptualmente, os ciclones extratropicais que se desenvolvem na frente polar podem ser encarados como ondas transversais na superfície frontal que sofrem um processo de amplificação (uma instabilidade baroclínica) até ao seu rebentamento. A geometria destes sistemas é frequentemente próxima da proposta nos anos 1920 pela chamada escola de Bergen, na Noruega, ilustrada na Figura 12.2. O ciclo de vida destes sistemas é ilustrado na Figura 12.3. A Figura 12.4 e a Figura 12.5 esquematizam a sua estrutura vertical em 3D.

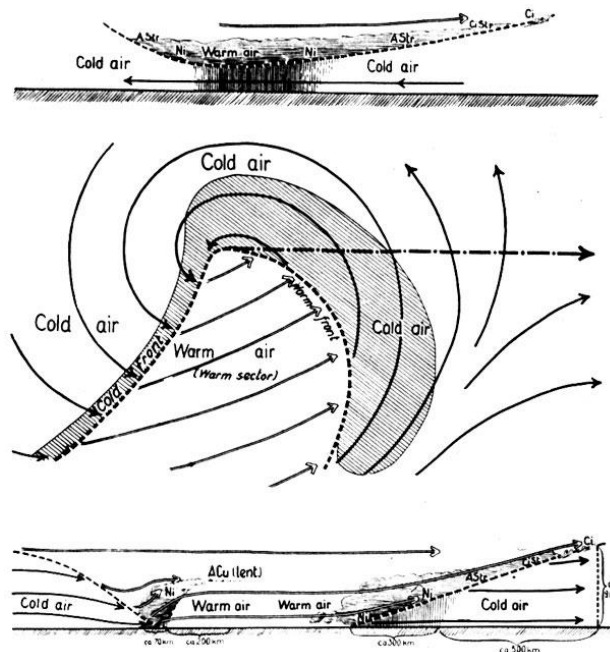


Figura 12.2 – Modelo da perturbação frontal segundo J. Bjerknes and H. Solberg, *Geofysiske Publikationer*, 1922 (Life cycle of cyclones and the polar front theory of atmospheric circulation).

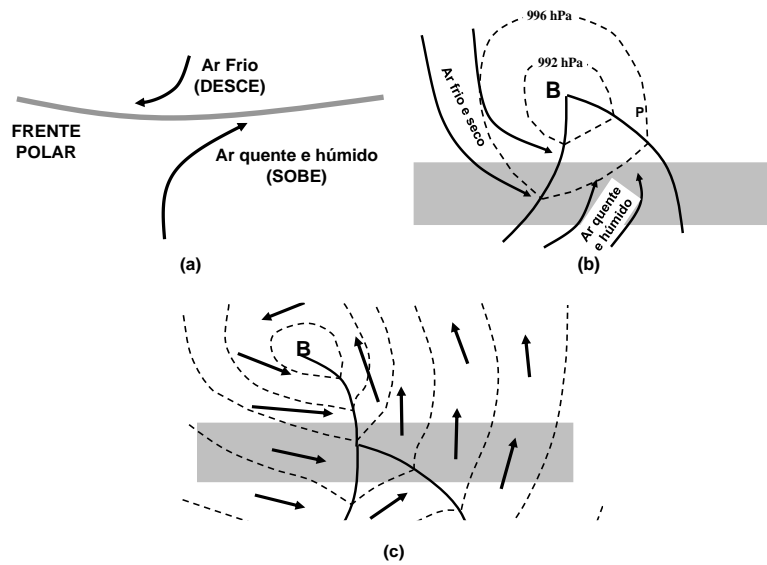


Figura 12.3 – Evolução de uma frente polar típica: (a) estado incipiente - gradiente de temperatura através da frente dá início a subida de ar quente e descida de ar frio, influenciadas pelo efeito de Coriolis, (b) estado maduro - faixa cinzenta corresponde à Figura 12.4, (c) oclusão (fria) - faixa cinzenta corresponde à Figura 12.5.

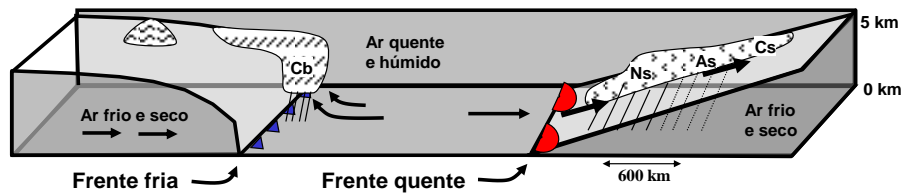


Figura 12.4 – Perturbação na superfície frontal polar. As setas indicam o movimento relativo do ar no plano vertical (cf. Figura 12.3b sobre o rumo do vento em cada sector do sistema frontal).

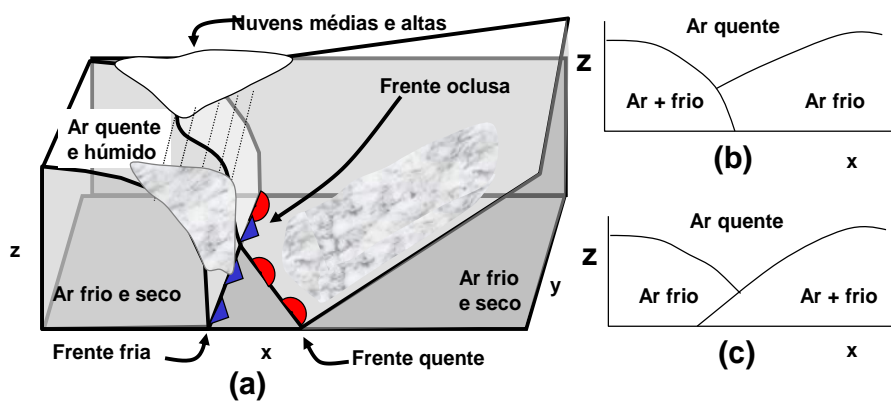


Figura 12.5 – Oclusão de perturbação frontal (cf. Figura 12.3c). Na zona oclusa as nuvens estão afastadas da superfície (nuvens médias e altas). (a) Visão 3D de uma oclusão fria; (b) oclusão fria vista em corte vertical, caso da Figura 12.3c; (c) oclusão quente vista em corte vertical.

No mundo real, as perturbações frontais não seguem exatamente o modelo descrito na Figura 12.3, sendo frequentemente mais complexas na sua geometria e evolução. No entanto, os processos básicos de **ciclogénese**, **propagação** e **oclusão** estão sempre presentes. A Figura 12.6 mostra um caso real, em Outubro de 2011, caracterizado pela propagação de uma perturbação na frente polar sobre o Atlântico Norte, em direção a Portugal. Este caso é representativo de um certo regime de circulação em que se observa uma série de sistemas depressionários em desenvolvimento sucessivo, com ciclogénese junto à costa americana, desenvolvimento sobre o oceano e oclusão antes da chegada à Europa.

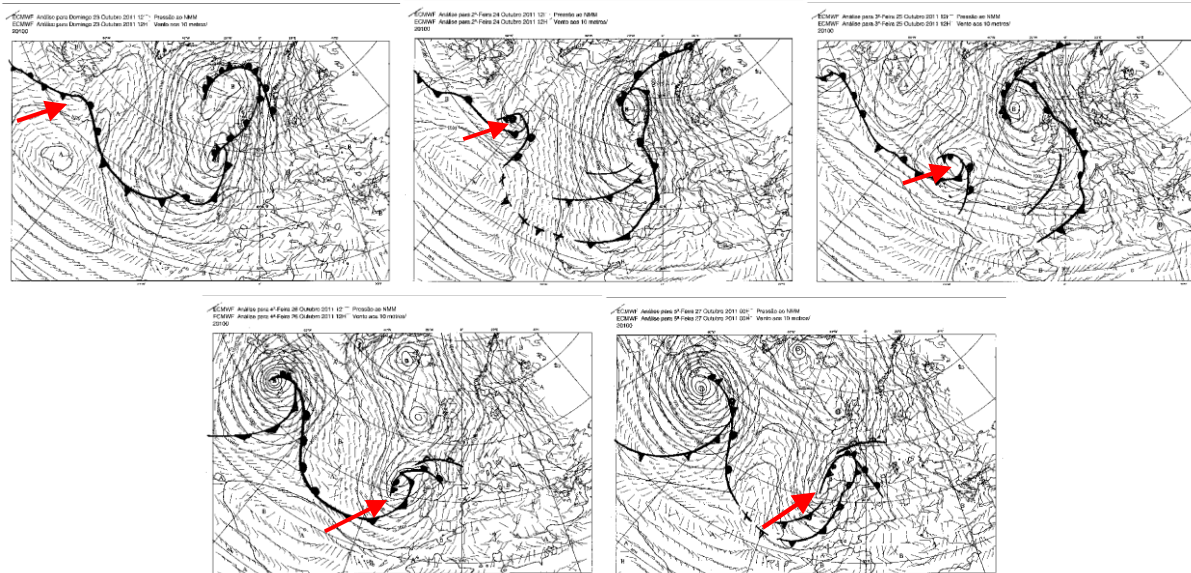


Figura 12.6 – Ciclo de vida de uma perturbação frontal real (23-27 Outubro 2011).

Estrutura vertical de uma superfície frontal

O declive de uma superfície frontal pode ser estimado se se admitir que a atmosfera apresenta uma descontinuidade na temperatura, e portanto na densidade, mas não na pressão, estando simultaneamente em equilíbrio hidrostático e geostrófico. A figura esquematiza o problema.

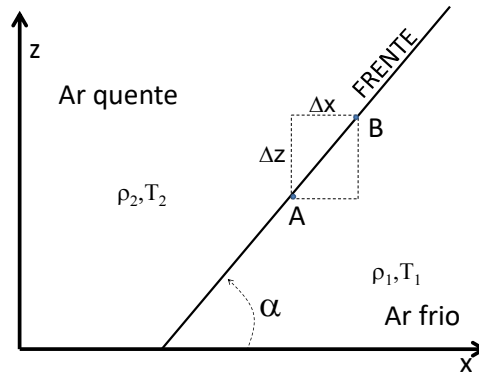


Figura 12.7 – Modelo de uma superfície frontal.

Se calcularmos a variação de pressão entre dois pontos A e B sobre a frente, podemos seguir os dois caminhos alternativos, um no ar frio, outro no ar quente. Podemos escrever:

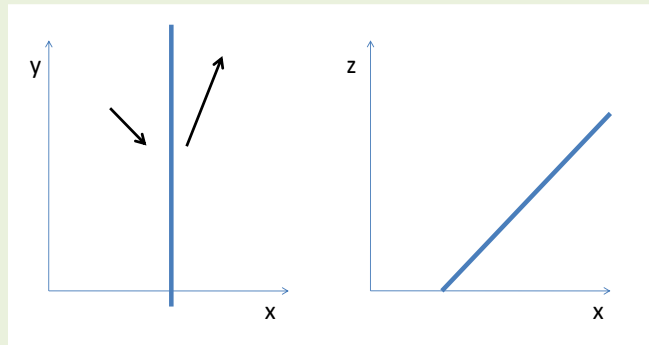
$$dP_1 = \left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)_1 dx + \left(\frac{\partial P}{\partial z}\right)_1 dz = \left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)_2 dx + \left(\frac{\partial P}{\partial z}\right)_2 dz \quad (12-1)$$

Utilizando a equação hidrostática (1-14) e a definição do vento geostrófico (7-8), obtém-se:

$$\tan \alpha = \frac{\Delta z}{\Delta x} = \frac{f \rho_1 v_1 - \rho_2 v_2}{g \rho_1 - \rho_2} = \frac{f T_2 v_1 - T_1 v_2}{g T_2 - T_1} \quad (12-2)$$

onde v_1 e v_2 representam o vento na direcção y (perpendicular ao plano da figura) em cada uma das massas de ar e se utilizou a equação de estado do ar seco.

Exercício 12-1. Uma frente à superfície, aos 50°N, está alinhada na direcção N-S. A massa de ar a W da frente apresenta uma temperatura de 15°C e um vento de 10 ms⁻¹ de NW, a massa de ar a E da frente apresenta uma temperatura de 5°C e um vento de 18.5 ms⁻¹ soprando de SSW. (a) Esquematize a estrutura de frente nos planos horizontal e vertical; (b) Estime o declive da frente.



Aplicação direta da fórmula de Margules:

$$\tan \alpha = \frac{\Delta z}{\Delta x} = \frac{f \rho_1 v_1 - \rho_2 v_2}{g \rho_1 - \rho_2} = \frac{f T_2 v_1 - T_1 v_2}{g T_2 - T_1} \Rightarrow \alpha = 0.4^\circ$$

Notar que v_1 e v_2 são as componentes do vento horizontal paralelo à frente. (e.g., $v_1 = 18.5 \cos 22.5^\circ$, $v_2 = -10 \cos 45^\circ$, $T_1 = 278.15K$, $T_2 = 288.15 K$).

Evolução do estado de tempo na passagem de uma perturbação frontal

O sistema frontal representado na Figura 12.3b tende a deslocar-se de SW para NE. Considerando a sua estrutura vertical e a distribuição típica de nebulosidade e precipitação (Figura 12.4) pode deduzir-se a evolução de estado do tempo que será de esperar numa estação à superfície, quando esta é atravessada por um tal sistema. A Figura 12.8 esquematiza essa evolução em 4 parâmetros essenciais: pressão, temperatura, direção do vento e precipitação. As alterações esquematizadas mostram alterações bruscas do estado no tempo no momento da passagem do ar frio para o ar quente (a **frente quente**) e mais tarde na passagem do ar quente para o ar frio (a **frente fria**).

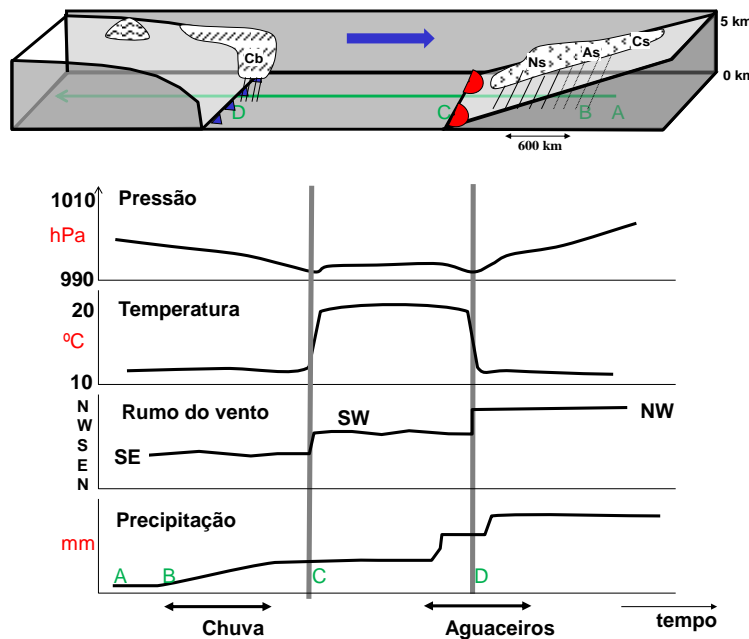


Figura 12.8 – Evolução das condições meteorológicas à passagem de um sistema frontal (situação idealizada).
 Topo: estrutura espacial do sistema frontal; seta azul indica o sentido do movimento do sistema em relação ao solo. Um observador parado no ponto A vai observar a evolução temporal descrita nos gráficos abaixo. B: início da precipitação contínua, C: passagem da frente quente, D: passagem da frente fria.

A realidade pode ser bastante mais complicada que os modelos. Por essa razão, nem sempre é fácil identificar o modelo representado pela Figura 12.8 quando se analisam as observações reais correspondentes à passagem de uma depressão frontal. A Figura 12.9 apresenta o caso de uma depressão muito intensa, que deu origem a inundações em várias zonas do Sul de Portugal, na noite de 4 para 5 de Novembro de 1997. A tempestade esteve associada a uma frente alongada na direção este-oeste, estendendo-se até uma depressão no Atlântico, a umas centenas de kms ao largo da costa. Considerando os dados apresentados na Figura 12.9, observa-se até às 0 horas do dia 2 ausência de precipitação, um

amplio ciclo diurno de temperatura, indicando condições de céu pouco nublado e uma tendência para a descida gradual da pressão atmosférica. A partir da noite de 2 para 3, observa-se precipitação contínua em Évora, muito intensa, e aguaceiros em Faro, acompanhada por uma redução da amplitude térmica, com valores da temperatura média claramente acima dos observados em dias anteriores; a pressão continua a descer e o vento passa de SE para SW. Na noite de 4 para 5, a pressão decresce muito rapidamente, atingindo um mínimo absoluto. Nesse mesmo instante, observa-se uma queda brusca da temperatura em Faro (de cerca de 8°C em minutos) e uma rotação do vento de SW para W, o que é consistente com a passagem de uma frente fria. Em Évora as variações são menos claras.

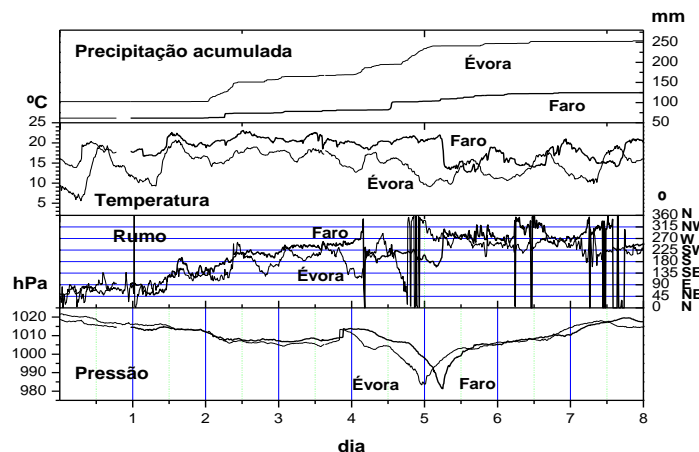


Figura 12.9 – Evolução das condições meteorológicas em Faro e Évora durante a passagem da tempestade de 5 de Novembro de 1997. Fonte: Instituto de Meteorologia.

Uma outra passagem de frente fria é apresentada na Figura 12.10, na forma de uma imagem infravermelha do MSG (satélite geostacionário), de uma carta de superfície analisada no IPMA, numa carta de observações sinópticas e em séries temporais na estação de Avis. A Figura 12.10b mostra duas perturbações frontais: sobre Portugal continental um sistema muito extenso na direção norte-sul, sendo o território português afetado só pela passagem da frente fria. Na imagem, às 12 UTC, as nuvens são representadas a branco e em tons de cinza, de acordo com o seu estado de desenvolvimento, ou seja, de acordo com a temperatura do seu topo. A superfície frontal fria sobre o Continente aparece como uma banda de nuvens com curvatura ciclónica (à escala sinóptica), sendo possível identificar que todo o sistema nebuloso se estende desde a Madeira até às Ilhas Britânicas. É de notar que a partir das bandas nebulosas associadas às regiões frontais em imagens de satélite no canal infravermelho (ou noutros canais) não é possível localizar com precisão a posição da frente à superfície, mas essa localização é clara na carta de superfície, em particular na distribuição do vento. Nas séries temporais em Avis, a passagem da frente fria é evidente às 12h UTC, com redução brusca da temperatura e início de precipitação muito intensa no ar pós-frontal, assunto a que se voltará na Figura 12.14.

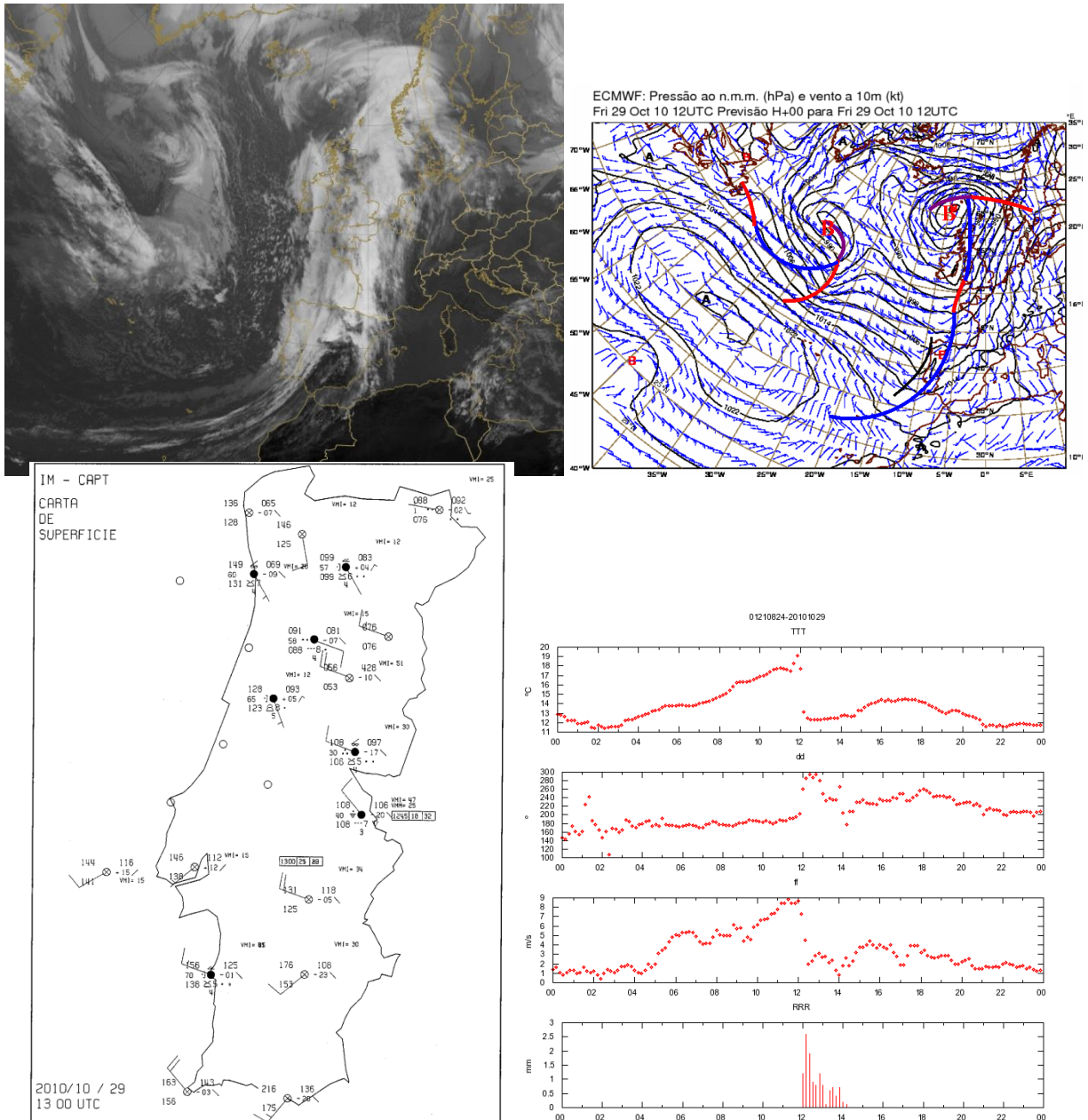


Figura 12.10 – Frente fria na região de Portugal continental em 29/10/2010 – 12:00UTC: (a) Imagem do canal de infravermelho IR10.8 do satélite Meteosat de Segunda Geração (MSG) numa escala de cinzentos, com pixels mais quentes em tons mais escuros e pixels mais frios em tons mais claro; (b) carta e superfície analisada no IPMA; (c) observações sinópticas em Portugal; (d) observações em Avis.

Depressões em *cut-off*

Nem todos os sistemas sinópticos nas latitudes médias são fortemente baroclínicos. Alguns sistemas apresentam gradientes horizontais de temperatura pouco importantes, devendo a sua energia a outros mecanismos que não a instabilidade baroclínica. Um exemplo bem conhecido é de ciclones tropicais que

podem fazer a **transição** para a corrente de oeste, afetando eventualmente a região dos Açores e, mais raramente, a península Ibérica. Um processo bem mais frequente é o da produção de depressões em **cut-off (cut-off Lows)**, depressões móveis que são induzidas por perturbações em altitude (**vales**) e se destacam do seu sistema de origem. As depressões em **cut-off** são relativamente frequentes na região da Madeira, a partir de onde se tendem a deslocar para NE, entrando na Península Ibérica pelo SW. Alguns destes sistemas podem dar origem a precipitação muito intensa.

A Figura 12.11 mostra o exemplo de uma depressão em cut-off que deu origem a precipitação muito significativa em Portugal continental. Esta depressão deslocou-se da Madeira para o Continente entre 16 e 19 de maio de 2011, vindo a afetar o estado do tempo, principalmente, nas regiões do Centro e Sul onde deu origem a aguaceiros fortes, granizo e trovoadas. Em alguns locais, como por exemplo em Faro, os valores elevados de precipitação horária e em 6 horas tiveram como consequência inundações. No dia 18 em Faro, registaram-se 78 mm entre as 9 e as 11 horas locais, tendo ocorrido 49 mm entre as 10 e 11 h. Em Portimão, ocorreram 30mm entre as 6 e as 12 UTC. A depressão torna-se barotrópica (o contrário de baroclínica), apresentando um eixo quase vertical às 12UTC de 18 (na Figura 12.11b o mínimo da pressão ao nível médio do mar coincide com o mínimo do geopotencial aos 500 hPa). Os sistemas barotrópicos são caracterizados por gradientes horizontais de temperatura pouco importantes, implicando vento térmico fraco e, portanto, uma circulação semelhante nos diferentes níveis.

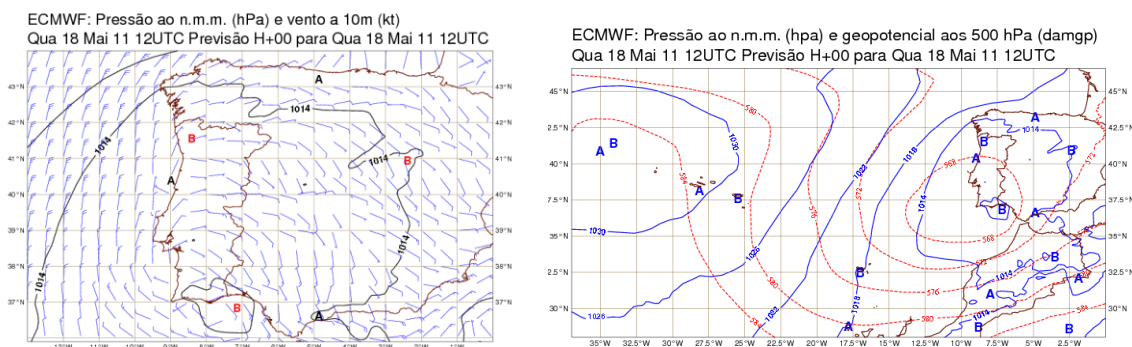


Figura 12.11 – Depressão em **cut-off** vinda da região da Madeira com precipitação intensa na região Sul de Portugal continental. (a) vento aos 10m e pressão ao nível médio do mar; (b) pressão à superfície (azul) e geopotencial aos 500 hPa (vermelho).

Processos de mesoscala e convecção severa

Apesar da relevância dos sistemas de escala sinóptica para a explicação da evolução do estado de tempo nas latitudes médias, muitas situações de tempo severo resultam de circulações de menor dimensão, i.e. de mesoscala (cf. Figura 11-1). O tempo severo, caracterizado por elevadas intensidades de precipitação e de vento, é geralmente associado a **convecção organizada**, i.e. à atividade conjugada de diversas células convectivas num ambiente favorável.

O estabelecimento de convecção profunda numa dada região da atmosfera, i.e. de movimento vertical ascendente de ar húmido conducente a precipitação, exige a existência de energia disponível (CAPE), i.e.

de instabilidade latente. Nestas condições poderá haver lugar à formação de nuvens convectivas profundas, os *cumulonimbus*. Na ausência de vento significativo, os cumulonimbus dão origem a aguaceiros, i.e. a precipitação intensa, de chuva ou granizo, mas de curta duração. Se, pelo contrário, existir vento forte e este variar rapidamente na vertical (apresentando, portanto, *efeito de corte* ou *shear*), as condições convectivas podem ser sustentadas e dar origem a precipitação intensa de longa duração, i.e. a tempo severo. A Figura 12.12 ilustra o ciclo de vida de uma célula convectiva isolada, num ambiente com instabilidade latente mas sem efeito de corte significativo: (a) na fase de desenvolvimento a nuvem ganha extensão vertical dando origem a uma *corrente ascendente*; (b) no estado maduro a corrente ascendente estende-se em profundidade, eventualmente até à tropopausa, dando origem a precipitação e à formação de uma *corrente descendente* na zona precipitante, forçada pelo arrefecimento evaporativo do ar e pelo arrastamento mecânico; (c) na fase final, o alargamento da corrente descendente acaba por cortar o fluxo ascendente de ar húmido terminando o processo de precipitação.

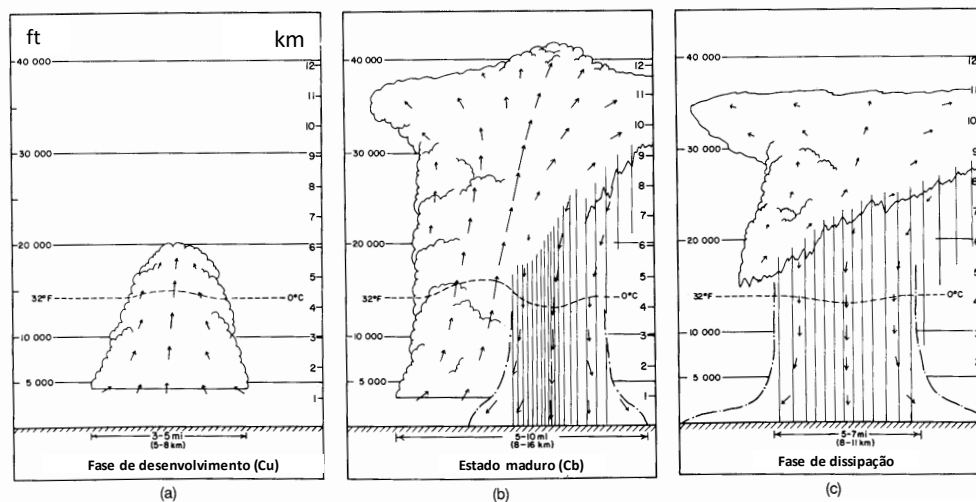


Figura 12.12 – Ciclo de vida de uma célula convectiva isolada, com aguaceiros. Adaptado de Doswell (1985).

A precipitação produzida por cumulonimbus como o descrito na Figura 12.12 tem a forma de aguaceiros intensos mas de curta duração, e.g. 15 minutos. A Figura 12.13 mostra uma situação de convecção generalizada em Portugal continental, com cumulonimbus em todo o território dando origem a aguaceiros intensos.

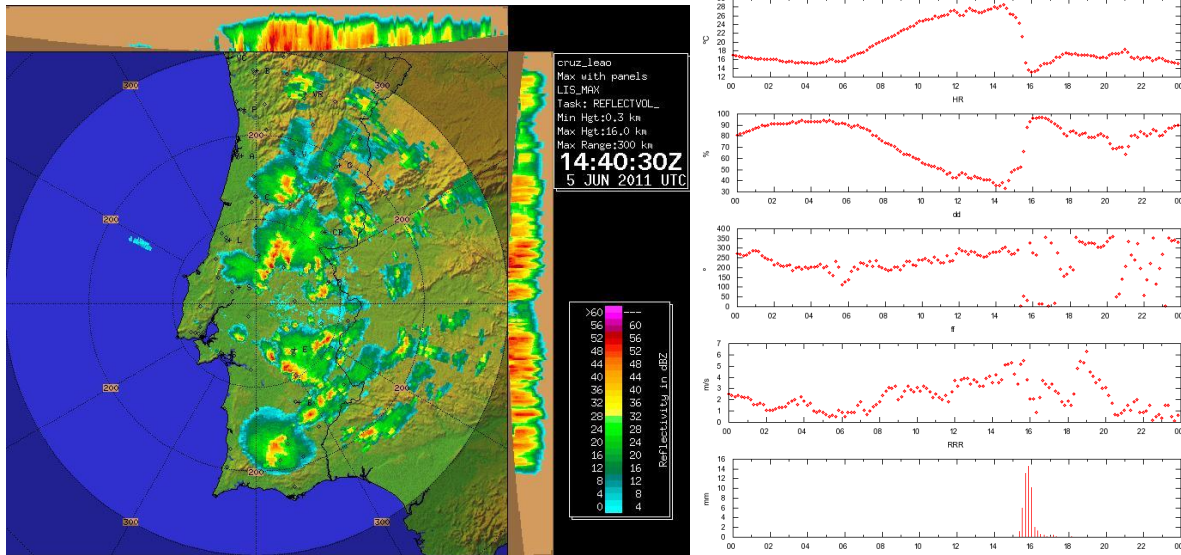


Figura 12.13 – Situação convectiva observada em 5 de Junho de 2011: (a) imagem radar às 14:40 UTC; (b) observações na estação de Beja.

Por vezes as circulações de mesoscala estão *embebidas* em sistemas sinópticos, nomeadamente em frentes frias, tal como é apresentado na Figura 12.14. Nesta figura, é visível uma linha fina de refletividade, compreendida entre o cabo de Sines e a cidade de Castelo Branco (assinalada na imagem com “CB”) que corresponde à posição da frente fria junto à superfície. Esta linha é a expressão de processos de convecção organizada linearmente e que, embora pouco intensos e com extensão vertical modesta, geram esta assinatura típica que permite identificar e seguir a frente fria à superfície. A Este desta linha é visível um padrão caracterizado por valores modestos de refletividade, típicos de uma massa de ar mais estável, em sector quente; a Oeste, pelo contrário, são visíveis valores mais elevados de refletividade, associados a maior instabilidade da massa de ar pós-frontal.

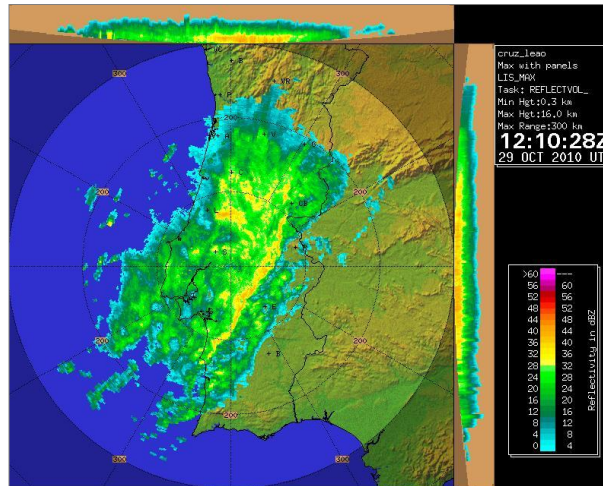


Figura 12.14 – Convecção organizada em frente fria: 29/Out/2010. Imagem MSG na Figura 12.10 (12 UTC).

A Figura 12.15 representa uma outra situação convectiva, correspondente a convecção organizada numa depressão em *cut-off* no dia 18 de Maio de 2011, analisada nas cartas da Figura 12.11. Na imagem infravermelha do MSG, os topos mais altos das nuvens nesta região (a branco e cinza claro) contrastam com nuvens baixas estratiformes (estratos) na região circundante sobre o Atlântico (a cinza escuro). Notar que entre a Madeira e a costa Africana, os tons de cinza mais escuros correspondem à superfície do oceano, e não a nebulosidade. As regiões a preto sobre África (canto inferior direito da imagem) correspondem à superfície terrestre, mais quente. Na imagem radar, é clara a assinatura de sistemas convectivos: (i) células convectivas relativamente isoladas sobre a Estremadura e Ribatejo, reveladas pela presença de núcleos de refletividade; (ii) convecção linearmente organizada sobre o Alto Alentejo, a sul de Portalegre, reveladas pela presença de uma linha de refletividade praticamente zonal. O padrão de refletividade homogénea visível a sul da referida linha corresponde às bigornas, reveladoras de forte *wind shear* (efeito de corte no vento).

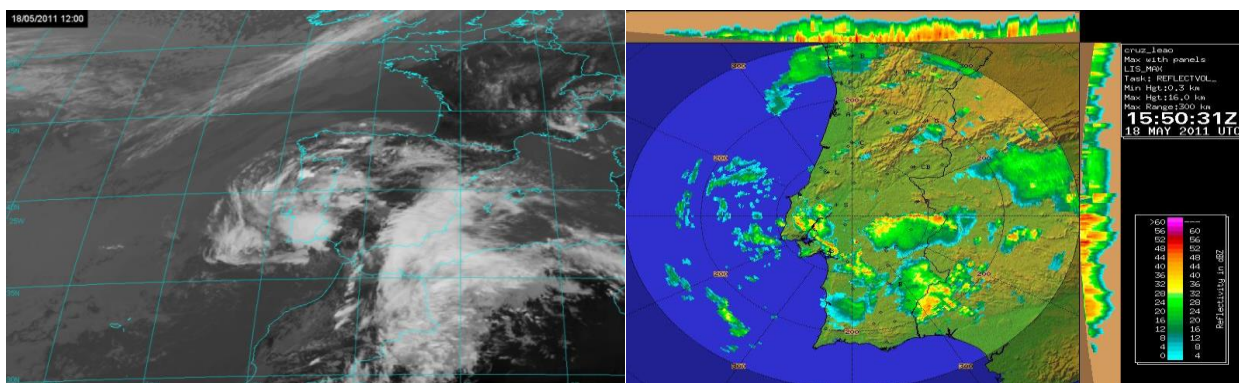


Figura 12.15 – Convecção organizada numa depressão em *cut-off* no dia 18 de Maio de 2011 (cf. Figura 12.11): (a) imagem meteosat; (b) imagem radar às 15:50 UTC.

O caso do dia 18 de Maio de 2011 é ainda representado na carta meteorológica de superfície (Figura 12.16) e nas séries de observações na estação de Alcácer do Sal (Figura 12.17), onde é evidente um episódio de precipitação muito intensa entre as 16 e as 17 h, acompanhada por arrefecimento brusco.

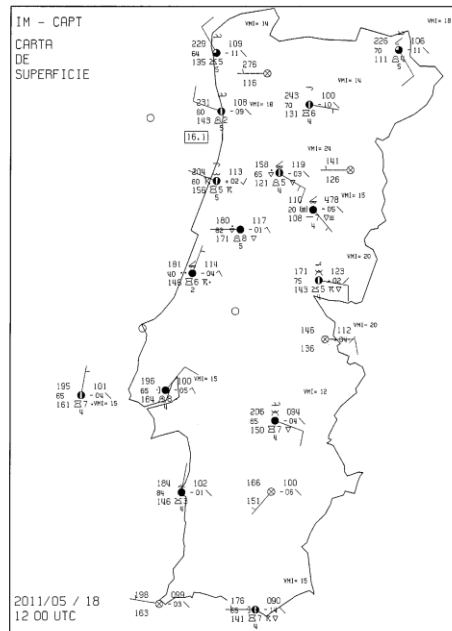


Figura 12.16 – Carta de superfície do dia 18 de maio de 2011, 12UTC.

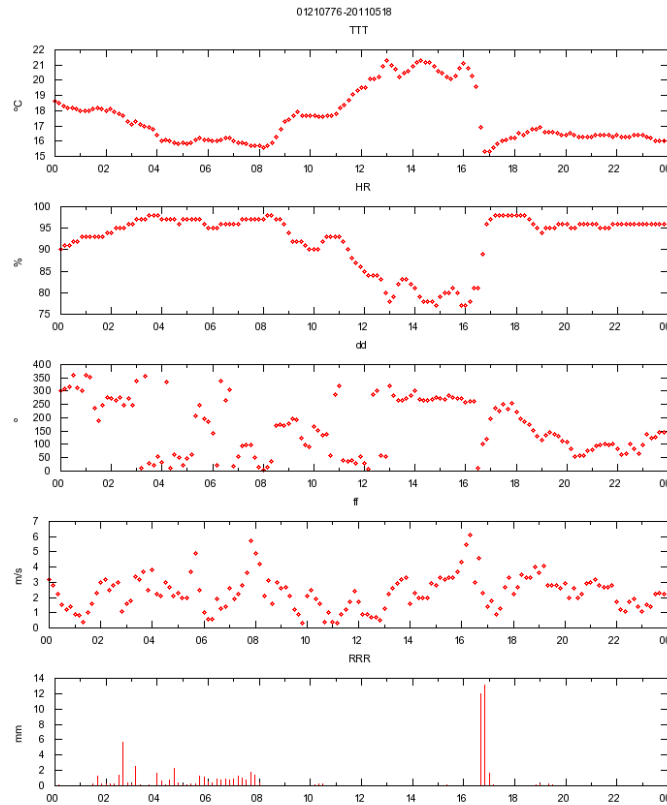


Figura 12.17 – Séries temporais de observações em Alcácer do Sal no dia 18 de Maio de 2011.

Uma última situação de tempo severo é apresentada na Figura 12.18, correspondente à linha de borrasca ou *squall-line* observada no dia 29 de Outubro de 2002. O painel da direita dessa figura apresenta uma imagem do canal de vapor de água WV6.2 do satélite Meteosat de Segunda Geração (MSG) numa escala de cinzentos, com pixels mais secos nos níveis médios/altos da troposfera em tons mais escuros e pixels mais húmidos nos níveis médios/altos da troposfera em tons mais claros. A presença de elevados gradientes no vapor de água é evidente, em especial ao longo da linha seca (escura) a Sul e Este do sistema.

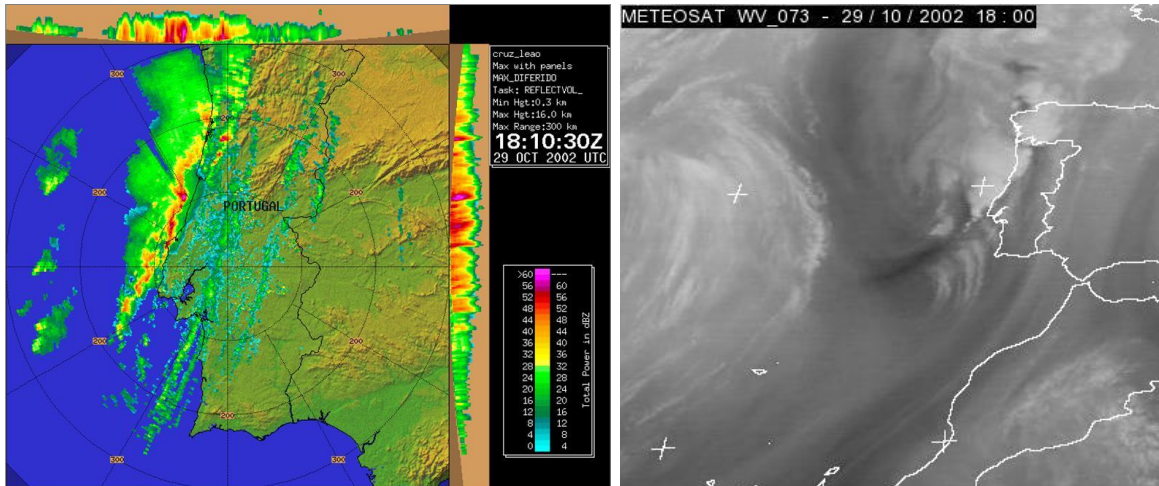


Figura 12.18 – Squall-line: imagem de radar e imagem MSG do canal de vapor de água.

Meteorologia na camada limite

Apesar de o forçamento da circulação atmosférica se dever à heterogeneidade do forçamento solar (cf. Figura 10-5), esse forçamento é essencialmente mediado pela superfície, assumindo diversas formas. Assim, interação entre a atmosfera e a superfície está associada à transferência de energia (radiação, condução de calor, convecção), massa (evaporação, precipitação, emissão/deposição de gases e aerossol) e momento angular (por atrito, por heterogeneidades do campo da pressão). Em geral, essas interações são *locais*, i.e. só afetam diretamente a camada mais baixa da troposfera, sendo o seu efeito comunicado às camadas superiores por processos atmosféricos.

A zona da atmosfera mais diretamente acoplada com a superfície é designada por **camada limite atmosférica**. Dada a variedade dos processos de interação disponíveis, com diferentes características físicas e tempos de resposta, é útil definir diversas camadas limite: **a subcamada limite laminar** ou **viscosa**, com uma espessura de cerca de 1 mm, na qual o fluido (ar) se comporta como um fluido viscoso com velocidade paralela à superfície, anulando-se junto na própria superfície (condição de **aderência**); a **camada limite de superfície**, com uma espessura de 50-100 m, onde o vento ganha rapidamente velocidade com a altura mantendo a sua direção; a **camada limite planetária**, estendendo-se até várias centenas de metros ou mesmo mais de 1 km, onde o vento não só ganha intensidade com a altura como roda até se alinhar com as isóbaras. Acima da camada limite planetária encontra-se a **atmosfera livre**.

As aproximações introduzidas em capítulos anteriores não são, em geral, válidas na camada limite. Existem, no entanto, aproximações alternativas que podem ser utilizadas e nos ajudam a compreender as observações. Acima da subcamada viscosa, a camada limite (de superfície ou planetária) é caracterizada pela presença de **turbulência**, i.e. de circulações de muito pequena escala. Tais circulações são sempre fortemente transientes, i.e. caracterizadas por importantes acelerações, e não são previsíveis no âmbito das aproximações meteorológicas comuns. A sua presença na camada limite deve-se à prevalência de dois mecanismos básicos de geração de turbulência: a **produção mecânica**, devida ao **efeito de corte** vertical do vento (i.e. a variação rápida do vento com a vertical) e a **produção térmica**, pelo aquecimento da baixa

troposfera em contacto com a superfície. A turbulência de camada limite transparece nas observações em registos muito irregulares, como o apresentado na Figura 12.19, correspondente a um dia de bom tempo, em céu limpo, onde é claro o ciclo diurno com máximo de intensidade de turbulência a meio da tarde, em resposta ao aquecimento da superfície.

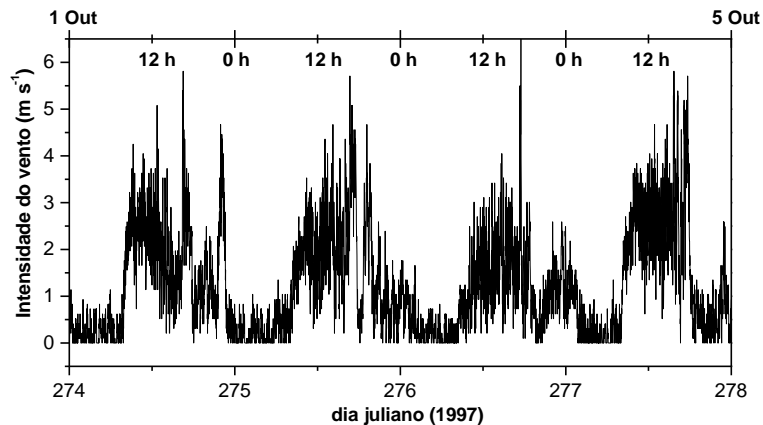


Figura 12.19 – Registo de um anemómetro, aos 6 m: intensidade do vento, médias de 1 minuto. Observações realizadas em Portel (Alentejo) em Outubro de 1997 (Projeto CICLUS).

Os anemómetros encontram-se sempre na camada limite de superfície, tipicamente aos 10 m de altura no caso da rede meteorológica, por vezes a alturas inferiores no caso de estações de outras redes, ou bastante superiores (60-80 m) no caso das estações associadas ao sistema de energia eólica. Nesta camada, pode mostrar-se que, no caso de a atmosfera ser estaticamente neutra, é válida a lei logarítmica:

$$\bar{u} = \frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (12-3)$$

onde z_0 representa o nível inferior de validade desta teoria, no qual a velocidade média se anula, e é designado por **comprimento de rugosidade**, u_* é a **velocidade de atrito** e $k \approx 0.4$ é uma constante empírica, a constante de von Karman. Em primeira aproximação o comprimento de rugosidade é uma fracção da altura dos elementos de rugosidade, existindo tabelas empíricas (cf. Tabela 12-1) que permitem estabelecer o seu valor para superfícies homogéneas típicas.

Exercício 12-2. Numa superfície homogénea coberta de relva recentemente cortada, com $z_0 = 3 \text{ mm}$, mediu-se um vento aos 10m de 10 ms^{-1} . Estime o vento aos 80 m.

Utiliza-se (12-3) aos dois níveis referidos (10 e 80):

$$u_{10} = \frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{10}{z_0}\right)$$

$$u_{80} = \frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{80}{z_0}\right)$$

Da primeira equação retira-se:

$$u_* = \frac{ku_{10}}{\ln\left(\frac{10}{z_0}\right)} \approx 0.49 \text{ ms}^{-1}$$

Logo:

$$u_{80} = \frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{80}{z_0}\right) \approx 12.5 \text{ ms}^{-1}$$

Exercício 12-3. Numa superfície homogénea mediu-se um vento a dois níveis obtendo-se $u(z = 10\text{m}) = 10 \text{ ms}^{-1}$, $u(z = 30\text{m}) = 12 \text{ ms}^{-1}$. Calcule o vento aos 80m.

Tem-se:

$$u_{10} = \frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{10}{z_0}\right)$$

$$u_{30} = \frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{30}{z_0}\right)$$

Subtraindo:

$$u_{30} - u_{10} = \frac{u_*}{k} \left[\ln\left(\frac{30}{z_0}\right) - \ln\left(\frac{10}{z_0}\right) \right] = \frac{u_*}{k} \ln 3 \Rightarrow u_* = k \frac{u_{30} - u_{10}}{\ln 3} \approx 0.73 \text{ ms}^{-1}$$

Substituindo:

$$z_0 = 10 e^{-ku_{10}/u_*} \approx 0.04 \text{ m}$$

E finalmente:

$$u_{80} = \frac{u_*}{k} \ln\left(\frac{80}{z_0}\right) \approx 13.8 \text{ ms}^{-1}$$

Tabela 12-1 – Comprimento de rugosidade

Superfície	z_0 (m)
Mar calmo	0.0002
Neve, areia	0.005
Erva	0.03
Arbustos	0.1
Casas isoladas, Floresta	1
Centros urbanos	>2

O perfil do vento acima da camada limite de superfície até ao topo da camada limite planetária segue, em primeira aproximação, a espiral representada na Figura 12.20, designada por **espiral de Ekman**. Na camada de superfície o vento tem direção constante, atravessando as isóbaras na direção das baixas pressões (conforme se tinha deduzido na Figura 6-7), dando-se um ajuste progressivo até ser atingido o equilíbrio geostrófico na atmosfera livre.

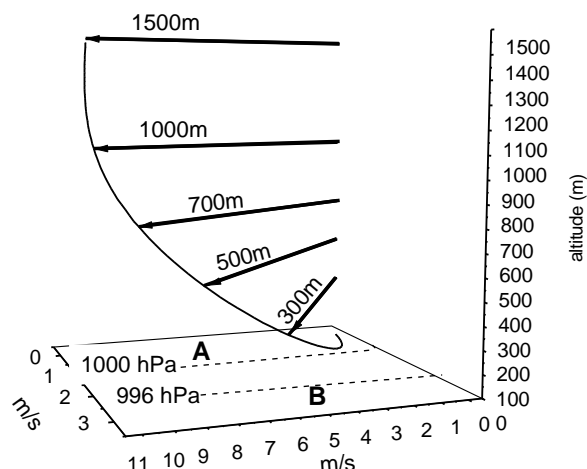


Figura 12.20 – Variação do vento com a vertical: perfil idealizado. Junto da superfície o vento atravessa as isóbaras no sentido das baixas pressões; no topo da camada limite o vento é quase paralelo às isóbaras (equilíbrio geostrófico).

Brisas

Na camada limite atmosférica formam-se diversas circulações de mesoscala que, não dando origem a tempo severo, são relevantes para compreender as circulações locais observadas. Estas circulações são devidas ao aquecimento diferencial da superfície (cf. Figura 10-4) e à topografia e designam-se por **brisas**. As brisas são explicadas pela teoria de Kelvin da circulação (capítulo 10) e traduzem-se sempre por uma advecção de ar frio junto da superfície, com uma circulação de retorno na parte superior da camada limite. A Figura 12.21 exemplifica os casos limite correspondentes às circulações diurna e noturna em período de Verão, correspondentes à circulação da **brisa marítima** e da **brisa terrestre**, respetivamente.

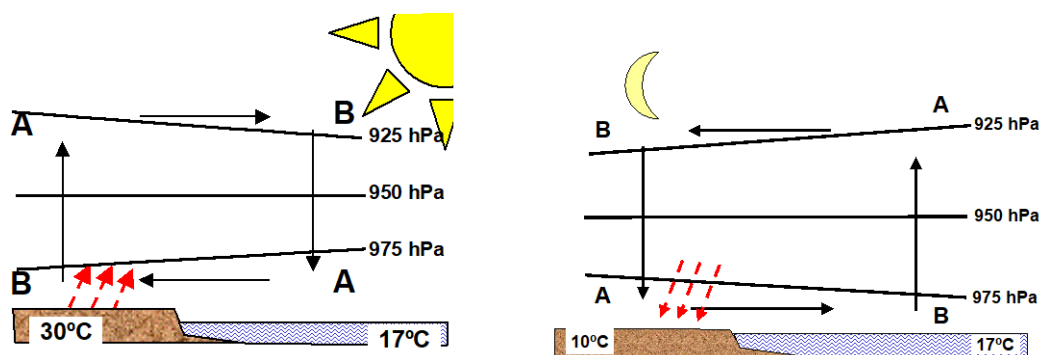


Figura 12.21 – Circulações de brisa: (a) brisa marítima; (b) brisa terrestre.

No caso de Portugal continental, a brisa marítima é uma característica dominante da circulação durante grande parte do ano, e em especial no Verão alargado. Devido ao efeito da aceleração de Coriolis, o ar marítimo que converge sobre a península é desviado para a direita dando origem a uma circulação

ciclónica estacionária, na camada limite, designada por **depressão térmica**. Na costa ocidental a depressão térmica está associada a vento de norte com intensidade moderada: a **nortada**. O sistema de circulação da depressão térmica apresenta um ciclo diurno significativo, com intensidade máxima no final do dia, mas nunca chega a inverter a circulação, i.e. a brisa terrestre é muito pouco frequente.

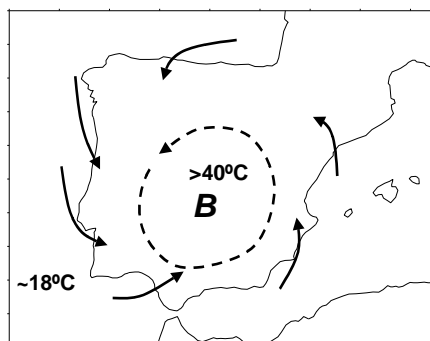


Figura 12.22 – Depressão térmica na península Ibérica.

A circulação de brisa é a circulação dominante no Verão em Portugal continental, podendo assumir importância ao longo de todo o ano, na ausência de circulações sinópticas importantes, em especial na região sul do país. A Figura 12.23 mostra a análise de uma brisa a partir de um modelo de área limitada (AROME) e de um produto radar, evidenciando a potencialidade deste produto em condições favoráveis.

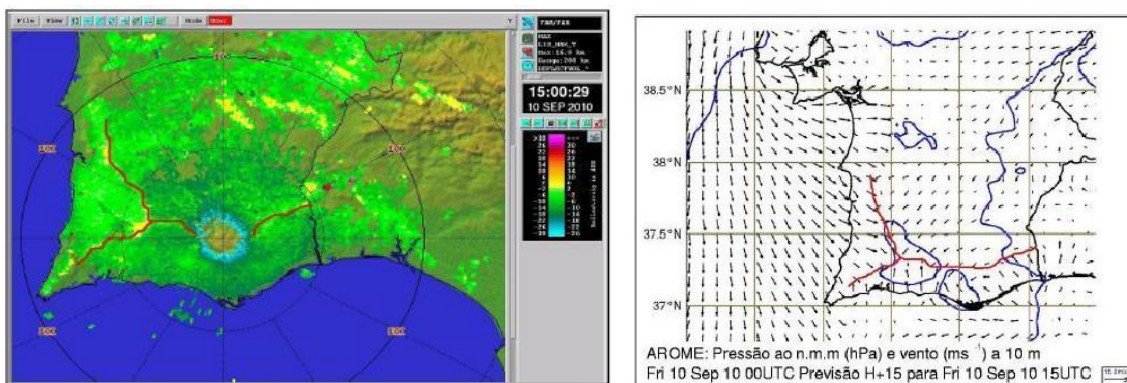


Figura 12.23 – Frente de brisa (linha vermelha): radar versus AROME: 10/09/10, 15 UTC . Na imagem radar, o campo de MAXZ evidencia a presença de linhas de refletividade correspondentes ao posicionamento de frentes de brisa, às 15 UTC; as linhas a vermelho foram traçadas para auxílio à visualização daquelas, identificadas subjetivamente sobre as observações com radar. À direita, a previsão do modelo AROME, efetuada às 0 UTC, para o instante das 15 UTC, evidencia a presença das referidas frentes de brisa. O desempenho é notável e um estudo já realizado mostra que o modelo AROME pode ser utilizado para prever a formação e evolução espacial deste tipo de fenómeno.

A circulação de brisa também pode ser forçada por efeito topográfico, funcionando as montanhas como zonas quentes durante o dia e frias durante a noite. Em consequência, durante o dia observar-se-á uma **brisa de vale**, com circulação ascendente de ar mais fresco ao longo da encosta, e, durante a noite, uma

brisa de montanha, com circulação descendente de ar mais fresco ao longo da encosta (cf. Figura 12.24). Os ventos associados às brisas topográficas podem ser designados por **ventos anabáticos** (brisa de vale, ascendente) e **catabáticos** (brisa de montanha, descendente).

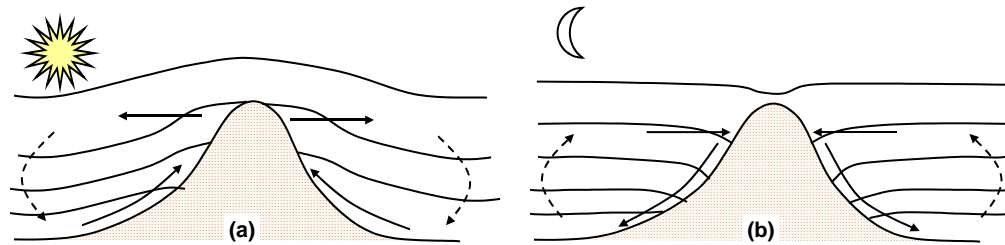


Figura 12.24 – Brisas topográficas: (a) brisa de vale; (b) brisa de montanha.

13. Meteorologia satélite³

Introdução

O termo “deteção remota” define-se como o processo de extração de informação de objetos e/ou fenómenos, sem interagir fisicamente com eles (Schott, 1997). Existem vários sistemas de aquisição de informação que se englobam nesta definição, nomeadamente a fotografia aérea, os sensores a bordo de satélites, ou os radares.

Os sensores que constituem os sistemas de deteção remota podem classificar-se em sistemas **ativos** ou **passivos**. O princípio de funcionamento dos sensores **ativos** consiste na utilização de uma **fonte artificial emissora de energia**. Esta fonte envia energia na direção do objeto (superfície) que se pretende monitorizar, que é depois refletida ou difundida e reenviada ao sensor. A informação sobre o objeto é obtida pela diferença entre o **sinal emitido** e o sinal **refletido**. Um exemplo de um sensor ativo é o sistema radar. Já a fotografia aérea e os radiómetros são exemplos de sensores **passivos**; no caso da fotografia é a **reflexão da luz solar pelos objetos**, captada pelos sensores na banda do visível ($\sim 0.4-1.0\mu\text{m}^4$), que permite a produção de imagens. No caso dos radiómetros, é a **radiação emitida na banda do infravermelho** ($\sim 1.0-15.0\mu\text{m}$) pelos objetos e que é captada nos sensores que permite a sua monitorização.

Embora também existam sensores ativos a bordo de satélites meteorológicos, os mais comumente utilizados recorrem a sensores passivos, medindo radiação na banda do visível (radiação solar refletida) e do infravermelho, emitida pela superfície terrestre, nuvens e atmosfera (*Remote Sensing Using Satellites, 2nd Edition*, <http://www.met.ed.ucar.edu/>). Como exemplo, apresentam-se na Figura 13.1 duas imagens obtidas pelo satélite Meteosat – 9 (MSG-2), em 2 canais espectrais distintos; na Figura da esquerda apresenta-se a imagem captada pelo satélite num canal sensível à radiação visível (canal VIS 0.6) e na imagem da direita, a imagem observada pelo mesmo satélite, mas num canal sensível à banda do infravermelho térmico (canal IR 10.8).

Para compreender o processo de aquisição de informação por deteção remota, é necessário rever alguns conceitos físicos muito simples sobre a teoria da radiação, que se apresentam na secção seguinte.

³ Texto de Carla Barroso (IPMA)

⁴ $1\mu\text{m} = 1 \times 10^{-6}\text{m} = 0.000001\text{m}$

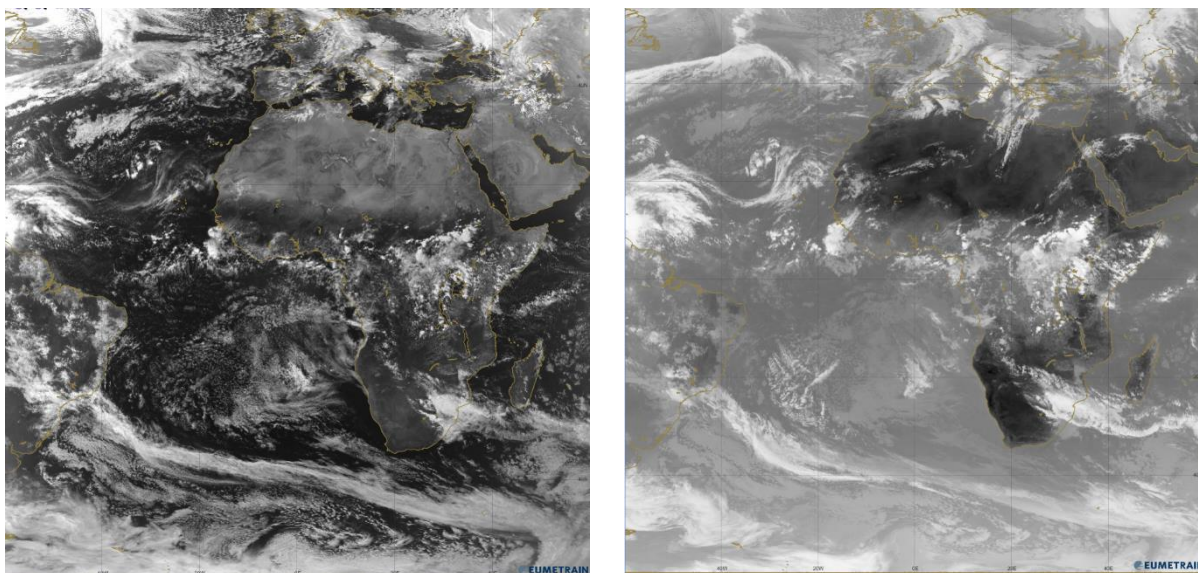


Figura 13.1 – Imagens obtidas pelo satélite Meteosat – 9 (MSG-2), no dia 12 de Outubro de 2012, às 1200 UTC, no canal VIS 0.6 (à esquerda) e IR 10.8 (à direita). Fonte: Eumetrain ePort (<http://www.eumetrain.org/eport.html>).

Fundamentos Físicos

Ondas eletromagnéticas

A radiação (refletida ou emitida pela superfície terrestre) que chega aos sensores remotos propaga-se no espaço à velocidade da luz ($c \approx 3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1} = 300\,000 \text{ Km/s}$) sob a forma de ondas eletromagnéticas (e.m.). Uma das características mais importantes destas ondas é definida como a distância entre 2 cristas, designada por comprimento de onda (λ ou c.d.o.), como representado na Figura 13.2.

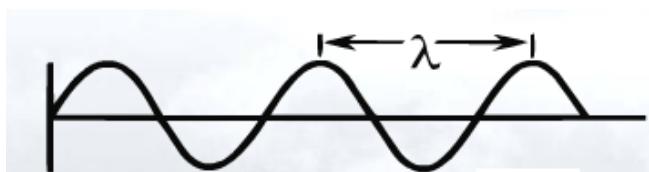


Figura 13.2 – Representação esquemática de uma onda eletromagnética. (λ =c.d.o.)

O comprimento de onda permite distinguir as ondas eletromagnéticas entre si, como se pode verificar na Figura 13.3, que apresenta o espectro eletromagnético (distribuição do conjunto de ondas e.m. em função dos seus comprimentos de onda, desde os raios gama, de menor c.d.o., às ondas rádio, de maior c.d.o.).

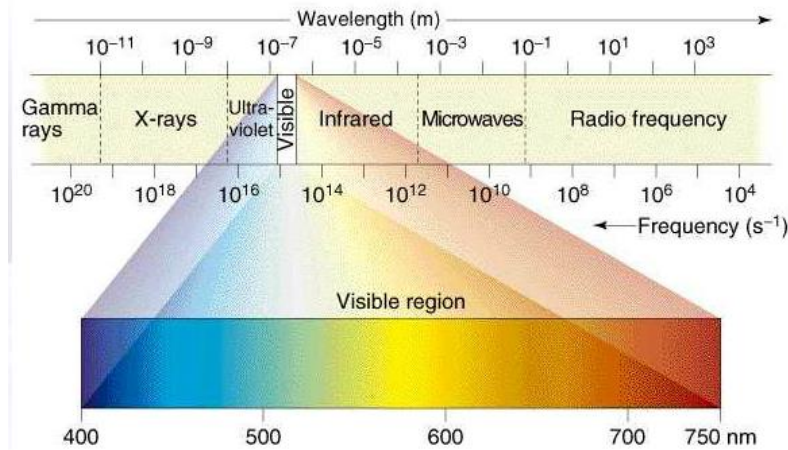


Figura 13.3 – Espectro eletromagnético – distribuição das ondas eletromagnéticas em função do seu comprimento de onda (*Wavelength*). Fonte: www.eumetrain.org.

Radiação solar

O sol é a principal fonte de energia no sistema terra-atmosfera, emitindo radiação em praticamente toda a gama de c.d.o. (espectro eletromagnético). No entanto, a emissão solar não é igual em todo o domínio de c.d.o., como se pode observar na Figura 13.4, que representa a emissão de radiação pelo sol (que se considera estar a uma temperatura de cerca de 6000 K) em função do c.d.o.

A Figura 13.4 põe em evidência que a radiação emitida pelo sol se distribui da seguinte forma:

- Uma pequena fração, para c.d.o. inferiores a $0.4 \mu\text{m}$, correspondente a **radiação ultravioleta**;
- A maior parte, entre 0.4 e $0.7 \mu\text{m}$, correspondente a luz visível (onde se localiza o pico da emissão solar);
- Entre 0.7 e $1.5 \mu\text{m}$, na região denominada por **infravermelho próximo**;
- Uma pequena fração acima dos $1.5 \mu\text{m}$, na região do infravermelho médio;
- Menos de 1% da radiação na região das micro-ondas (entre $0.1 - 100 \text{ cm}$), ondas de rádio ($>100\text{cm}$), raios X ($0.03\text{-}30 \text{ nm}$) e raios γ ($< 0.03 \text{ nm}$) ($1 \text{ nm}=1 \times 10^{-9}\text{m}$)."

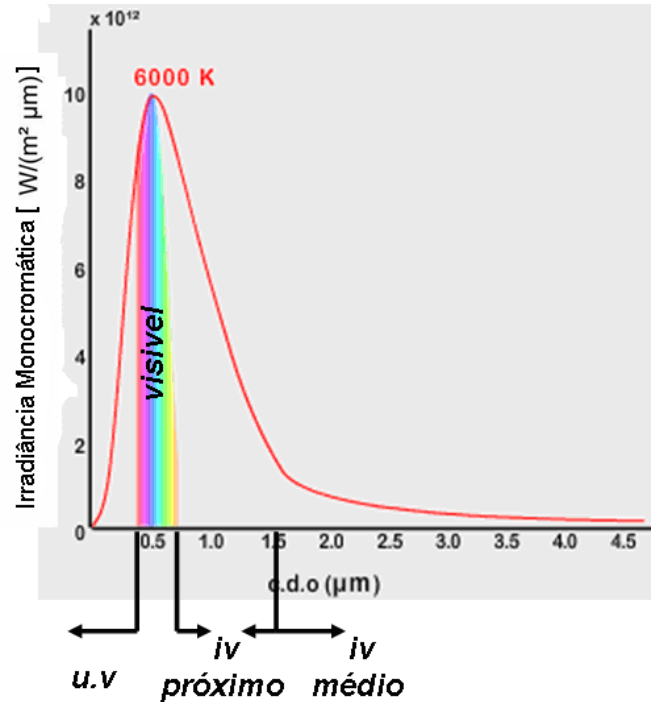


Figura 13.4 – Radiação solar emitida pelo sol, considerado a uma temperatura de 6000 K.

Radiação Terrestre

Uma vez que a superfície terrestre se encontra a uma temperatura muito inferior à do Sol, a energia que emite é, segundo a lei de Planck (ver Capítulo 5), muitíssimo inferior. Para além disso, o máximo de emissão concentra-se numa região do espectro eletromagnético muito distinta da do máximo da irradiância solar, como se pode verificar pelo gráfico da Figura 13.5, que apresenta o espectro de emissão solar comparado com o espectro de emissão terrestre. O pico de radiação terrestre localiza-se perto dos 10 μm , na designada região do *infravermelho térmico*.

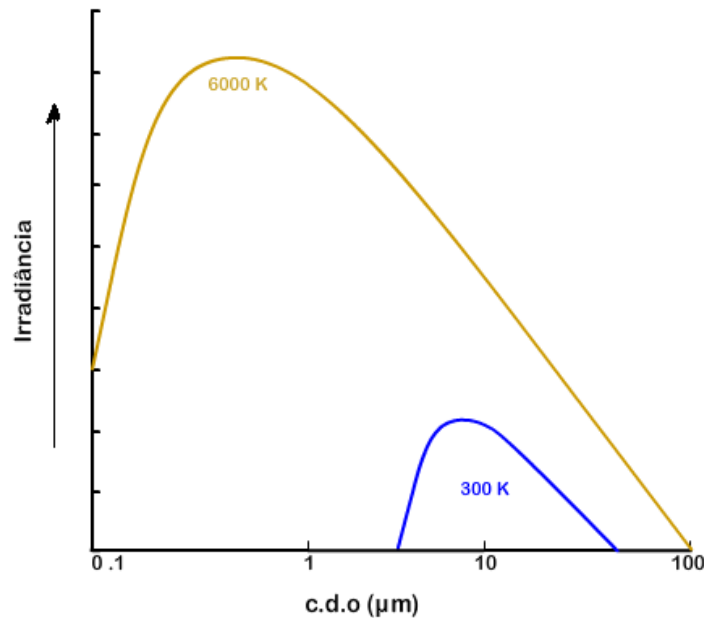


Figura 13.5 – Energia emitida pelo sol, a cerca de 6000K (linha a amarelo), comparada com a energia emitida pela superfície terrestre, a cerca de 300K (linha a azul). Nota: a figura é só ilustrativa, a escala das ordenadas foi omitida; ambas as escalas são logarítmicas. Cf. Figura 5-8.

Interação da Radiação Eletromagnética com a Atmosfera

Em geral, a radiação incidente sobre um objeto sofre 3 tipos de interações: reflexão, absorção e transmissão. A fração de radiação que é refletida é a que permite observar os objetos; a cor destes resulta da combinação de comprimentos de onda dessa fração de radiação refletida. As interações com a matéria dependem do c.d.o. da radiação incidente: os objetos podem absorver a radiação em determinados c.d.o. e ser transparentes para outros, designando-se por isso, por absorventes seletivos.

Durante o percurso que separa os objetos que se pretende monitorizar dos sensores remotos, a radiação (na banda do visível ou infravermelho) sofre igualmente interações com o meio em que se propaga, a atmosfera. Estas interações são o resultado da presença de gases atmosféricos (nomeadamente o Ozono – O₃, o Oxigénio – O₂, o Dióxido de Carbono – CO₂, o Monóxido de Carbono - CO, o Metano – CH₄ e o Óxido de Azoto – N₂O), vapor de água e aerossóis. Destes, os absorventes mais importantes da atmosfera são:

Ozono (O₃) – com uma banda de absorção forte na região 0.23 – 0.32 μm , uma banda de mais fraca absorção em 9.0 – 10.5 μm (centrada em 9.6 μm) e uma outra em 13.0 – 16.0 μm (centrada em 15.0 μm);

Dióxido de Carbono (CO₂) – apresenta uma primeira banda de forte absorção, muito estreita em 4.3 μm , outra mais fraca, mas larga, com vários picos em 9.0, 10.0 e 11.0 μm e uma última que se estende de 14.0 a 16.0 μm , com uma absorção média muito intensa.

Vapor de água (H₂O) – apresenta 3 bandas de absorção, centradas em 1.37 μm , em 1.84 μm e em 2.66 μm ; uma banda muito forte em 6.3 μm e uma banda muito extensa que começa em cerca de 9.0 μm e se estende para além dos 34.0 μm .

As regiões do espectro eletromagnético em que a radiação é menos absorvida pelos constituintes atmosféricos são designadas por **janelas atmosféricas**. A Figura 13.6 apresenta um gráfico da transmissividade da atmosfera em função do c.d.o., no qual são assinalados os mais importantes constituintes atmosféricos responsáveis pela depleção da radiação (zonas onde a transmissividade é menor). Note-se também, neste gráfico, as bandas em que a transmissividade é maior (as acima mencionadas janelas atmosféricas): em torno de 8.7 μm , 10.8 μm e 12.0 μm .

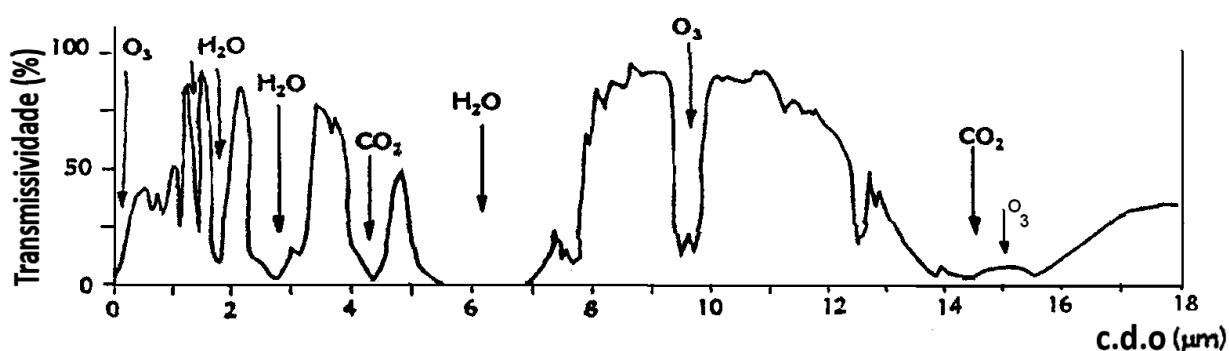


Figura 13.6 – Transmissividade da atmosfera em função do comprimento de onda.

Canais espectrais

Os sensores a bordo de satélites meteorológicos observam o planeta Terra em diversos canais espectrais. Os canais que têm por objetivo observar a superfície, localizam-se (no espectro eletromagnético) preferencialmente nas designadas janelas atmosféricas, ou seja, nas regiões onde a atenuação da radiação solar refletida e/ou radiação térmica emitida pela superfície é mínima. Desde 1960, ano da primeira missão bem-sucedida de um satélite meteorológico, a evolução tecnológica permitiu dotar os satélites com cada vez melhor resolução espacial⁵, temporal⁶, radiométrica⁷ e espectral⁸. A título de exemplo, apresentam-se na Tabela 13-1 as características espectrais do sensor AVHRR (*Advanced Very High Resolution Radiometer*), a bordo dos satélites de órbita polar das séries NOAA e Metop.

⁵ unidade de menores dimensões geométricas que pode ser identificada na imagem.

⁶ frequência com que um sensor adquire imagens de um mesmo local.

⁷ número de níveis de quantificação utilizados na conversão analógico-digital das variações contínuas de intensidade de radiação que chegam ao sensor (níveis radiométricos). Quanto maior o número de níveis, menor será a perda de informação.

⁸ número e largura dos intervalos do espectro eletromagnético em que é feita a aquisição das imagens pelo sensor. Quanto mais estreitos e numerosos os intervalos, maior é a resolução espectral, e mais fácil é distinguir os diferentes objetos ou fenómenos registados nas imagens.

Tabela 13-1 – Principais características do sensor AVHRR. A resolução temporal deste satélite é de 12h, a resolução espacial, no ponto sub-satélite, de 1.1 Km e a resolução radiométrica de 10bits/pixel. <http://noaasis.noaa.gov/NOAASIS/ml/avhrr.html>

Canal	Banda espectral
Visível	0.58 – 0.68 μm
Visível (2)	0.72-1.0 μm
Infravermelho Próximo	1.58-1.64 μm
Infravermelho Médio	3.55-3.93 μm
IV térmico	10.50-11.30 μm
IV	11.50-12.5 μm

Nos satélites geostacionários os sensores em órbita apresentavam, até 2002, características bastante semelhantes, em termos de resolução espacial (~5 km no ponto subsatélite), temporal (30 min.), radiométrica (10 bits/pixel) e espectral (4 ou 5 canais). Na Tabela 13-2, apresentam-se as características espectrais dos satélites meteorológicos de órbita geostacionária que cobrem a nossa região de interesse (do ponto de vista meteorológico) – séries GOES e Meteosat (de primeira geração). A Figura 13.7 apresenta uma imagem do globo terrestre, observado por este último. Como se pode verificar, a mesma região surge bastante diferente, quando observada nos canais do visível (Imagem da esquerda), infravermelho (Imagem do meio) e vapor de água (imagem da direita).

Tabela 13-2 – Canais espectrais e bandas dos sensores a bordo dos satélites da série GOES (responsabilidade da NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) - <http://www.noaa.gov>) e da série Meteosat (responsabilidade da EUMETSAT (European Organisation for the Exploitation of Meteorological Satellites) - <http://www.eumetsat.int>).

Canal	GOES	Meteosat
Visível	0.55 – 0.75 μm	0.45 – 1.0
Infravermelho Médio	3.8 – 4.0 μm	-
Vapor de Água	5.8-7.3	5.7-7.1
Infravermelho Térmico	10.2-11.2	10.5-12.5
Infravermelho	13.0 – 13.7 μm	-

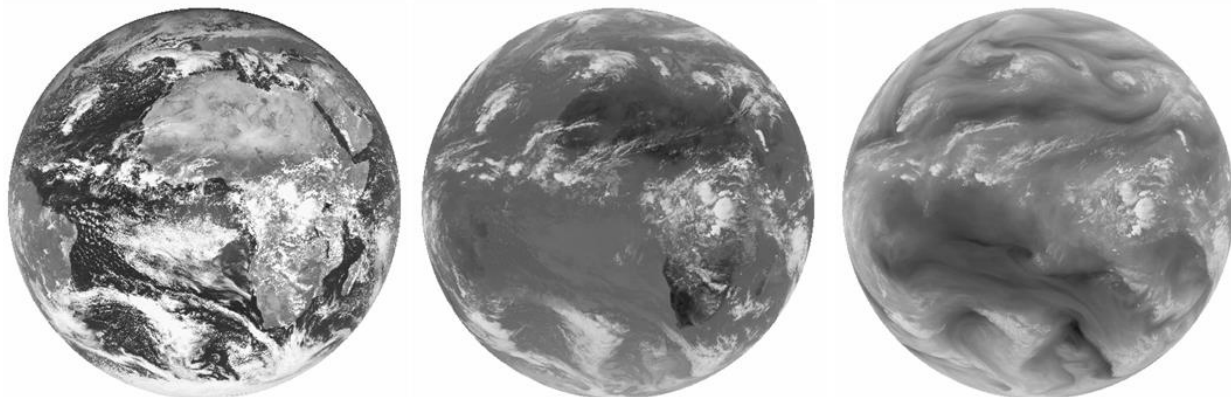


Figura 13.7 – Imagem do globo terrestre, captada pelo sensor a bordo do satélite meteorológico Europeu Meteosat (primeira geração), nos seus 3 canais espectrais. Da esquerda para a direita: canal visível, infravermelho e vapor de água.

Em 2002 a Eumetsat, lançou para o espaço um novo satélite, com capacidades significativamente melhoradas em relação aos satélites geostacionários até aí em operações. Na Tabela 13-3 apresentam-se as características, em termos de resolução espacial, temporal e espectral, deste novo satélite (MSG), em comparação com o seu antecessor, o Meteosat, também designado de Meteosat de Primeira Geração (MFG). A Figura 13.8 apresenta uma observação realizada pelo MSG nos seus 12 canais espectrais.

Tabela 13-3 – Resolução temporal, espacial e espectral do satélite Meteosat de Segunda Geração (MSG), em comparação com o seu antecessor Meteosat (de primeira geração, ou MFG).

Satélite	MFG	MSG
Resolução Temporal	30 min.	15 min.
Resolução Espacial	2.25 Km (Visível) 4.5 Km (Infravermelho e vapor de água)	1 Km (HRV) 3 Km (outros)
Resolução Espectral	3 canais	12 canais

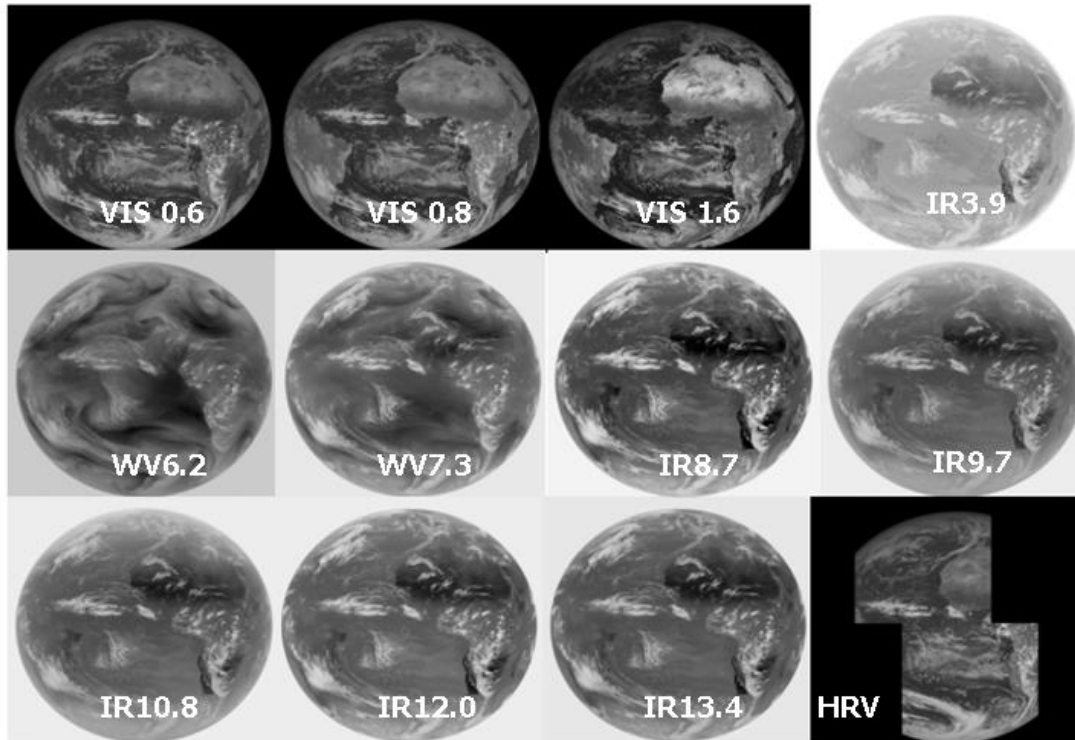


Figura 13.8 – Imagem do globo terrestre captada pelo sensor a bordo do satélite meteorológico Europeu Meteosat de Segunda Geração (MSG) nos seus 12 canais espectrais.

Aplicações dos canais do satélite MSG

Com a disponibilização dos dados dos satélites da série Meteosat de Segunda Geração (MSG), as possibilidades de observação da Terra, em 12 canais espectrais distintos, aumentaram consideravelmente. Apresentam-se a seguir as aplicações destes canais, analisados individualmente.

VIS0.6 – Este é o primeiro canal do MSG na banda do visível, centrado em $0.6 \mu m$. Quando usado na monitorização de nuvens, permite distinguir entre nuvens espessas (muito refletoras), a branco, de nuvens transparentes (menos refletoras), a cinzento. As superfícies sem nuvens aparecem mais escuras: os continentes a cinzento escuro e as superfícies de água, devida à baixa refletividade, são identificadas a preto. Com este canal é também possível identificar *pixels* cobertos de neve, pois devido à sua forte refletividade, as superfícies cobertas por neve aparecem muito brancas e brilhantes. Na imagem da Figura 13.9 pode identificar-se uma zona coberta de neve, de alta refletividade, sobre os Alpes. Note-se contudo que, neste canal, a neve e uma nuvem baixa e espessa podem ter o mesmo aspeto, não sendo assim a identificação de superfícies de neve, inequívoca. Como este canal é apenas sensível à radiação solar refletida só pode ser utilizado durante o dia.

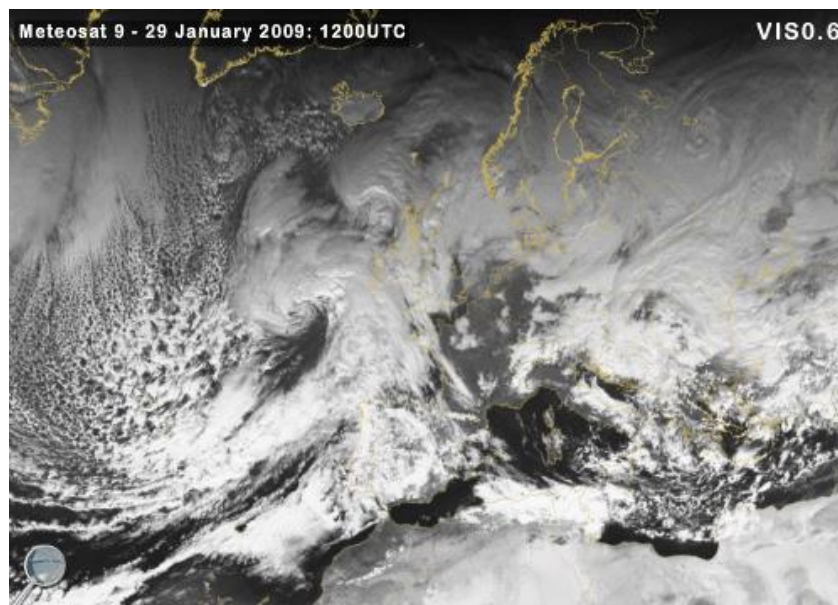


Figura 13.9 – Imagem do canal VIS 0.6 do satélite Meteosat – 9 (MSG - 2), para o dia 29 de Setembro de 2009 às 12 UTC, sobre a região da Europa. Fonte: www.eumetrain.org.

VIS0.8 – Este é o segundo canal solar a bordo do MSG. Para superfícies cobertas com vegetação, a reflexão da radiação solar é máxima em torno dos $0.8 \mu m$. No caso de solo nu, a reflexão da radiação solar é também maior em $0.8 \mu m$ do que em $0.6 \mu m$. Consequentemente, as superfícies continentais aparecem mais brilhantes no canal 0.8 do que no canal $0.6 \mu m$, como se pode notar da comparação das imagens da Figura 13.9 e da Figura 13.10, sobre as regiões de França e Norte de África. Neste canal, as nuvens espessas constituídas por partículas de gelo, aparecem a branco, enquanto as nuvens transparentes surgem em tons de cinza.

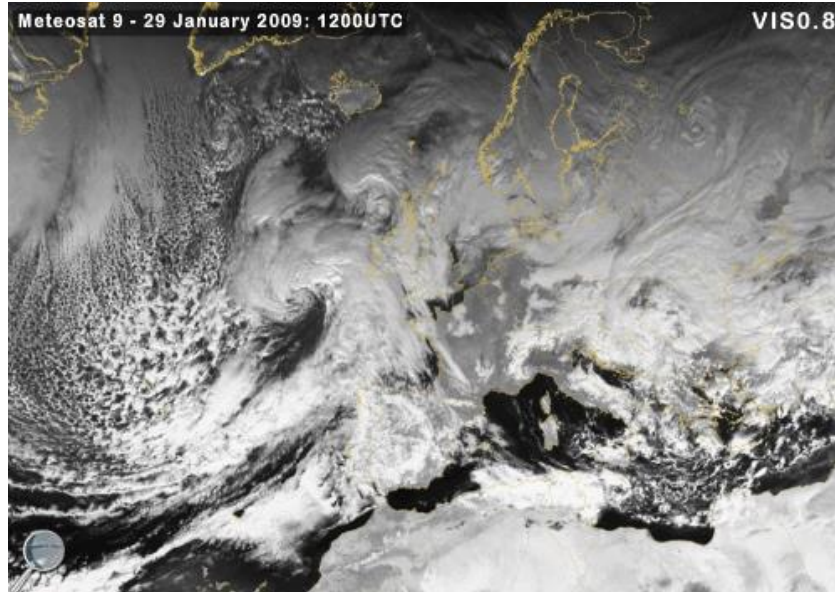


Figura 13.10 – Imagem do canal VIS 0.8 do satélite Meteosat – 9 (MSG - 2), para o dia 29 de Setembro de 2009 às 12 UTC, sobre a região da Europa. Fonte: www.eumetrain.org.

NIR 1.6 – Este canal solar, centrado em $1.6 \mu\text{m}$, tem um aspeto bastante diferente dos anteriores. Uma vantagem significativa que oferece é a capacidade de distinguir entre nuvens de água líquida e de gelo; uma vez que as partículas de gelo absorvem mais a radiação solar nestes c.d.o., as nuvens constituídas por estas partículas aparecem mais escuras, pois refletem menos do que as nuvens de água líquida, que aparecem a branco. Da mesma forma, a neve no solo absorve a radiação neste c.d.o., como as regiões dos Alpes e Pirenéus, mais escuras na imagem, o demonstram (Figura 13.11).

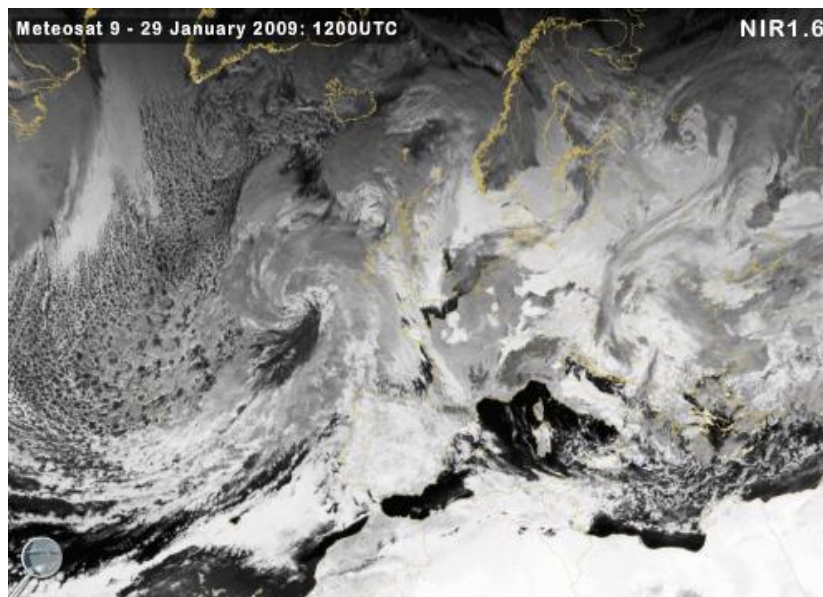


Figura 13.11 – Imagem do canal NIR 1.6 do satélite Meteosat – 9 (MSG - 2), para o dia 29 de Setembro de 2009 às 12 UTC, sobre a região da Europa. Fonte: www.eumetrain.org.

IR 3.9 – Neste canal, localizado no limite da banda de absorção do CO₂, a radiação é atenuada por absorção deste gás. O sinal medido no canal 3.9 μm , tem uma componente solar (durante o dia) e térmica (dia e noite). Uma das aplicações mais importantes destas imagens é na identificação de nuvens baixas (aparecem em tons de cinzento). Para além disso, uma vez que as partículas mais pequenas tendem a ter maior refletividade (sejam de água líquida ou gelo), as nuvens constituídas por gotas de água líquida pequenas terão uma refletividade maior do que por exemplo, nuvens de gelo. Este facto pode ser observado na imagem da Figura 13.12: as nuvens baixas, constituídas por gotas de água líquida são mais brilhantes; as nuvens na região frontal, constituídas por partículas de gelo, maiores, surgem a preto. Este canal também tem aplicação na deteção de incêndios.

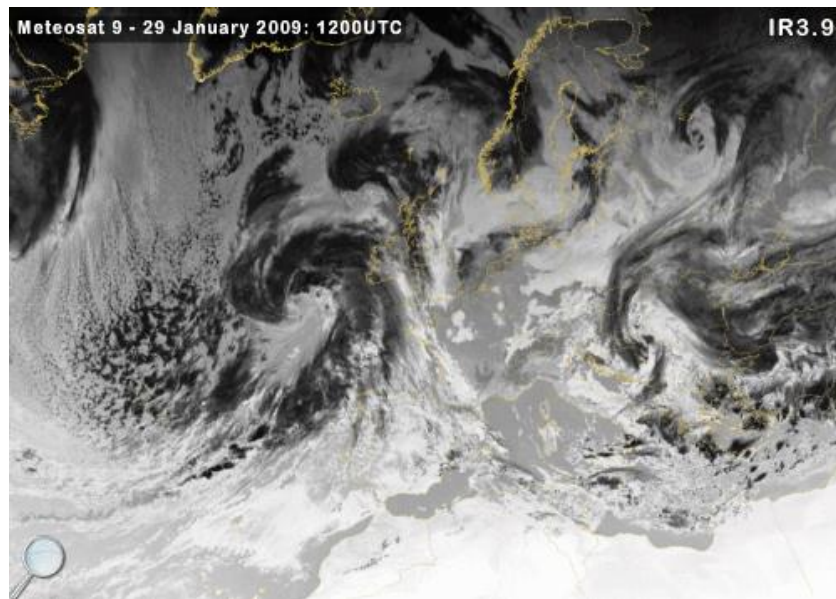


Figura 13.12 – Imagem do canal IR 3.9 do satélite Meteosat – 9 (MSG - 2), para o dia 29 de Setembro de 2009 às 12 UTC, sobre a região da Europa. Fonte: www.eumetrain.org.

WV6.2 – Este canal situa-se no centro da banda de absorção do vapor de água. Como referido anteriormente este constituinte atmosférico absorve radiação infravermelha emitida pela superfície terrestre e pelas nuvens. A imagem de vapor de água (*Water Vapor*, WV) é construída a partir da reemissão dessa radiação. As zonas claras na imagem WV 6.2 μm indicam humidade nos níveis altos da troposfera, enquanto zonas escuras indicam reduzido conteúdo de humidade nestes níveis. Esta imagem ajuda a identificar a localização de fenómenos como correntes de jato, ciclogénese, cristas e vales em altitude e depressões em altitude (Gota fria/cut-off). Na imagem da Figura 13.13 as zonas escuras observadas nas duas depressões sobre o Atlântico indicam regiões de ciclogénese (o ar estratosférico (seco) penetra na troposfera para níveis inferiores).

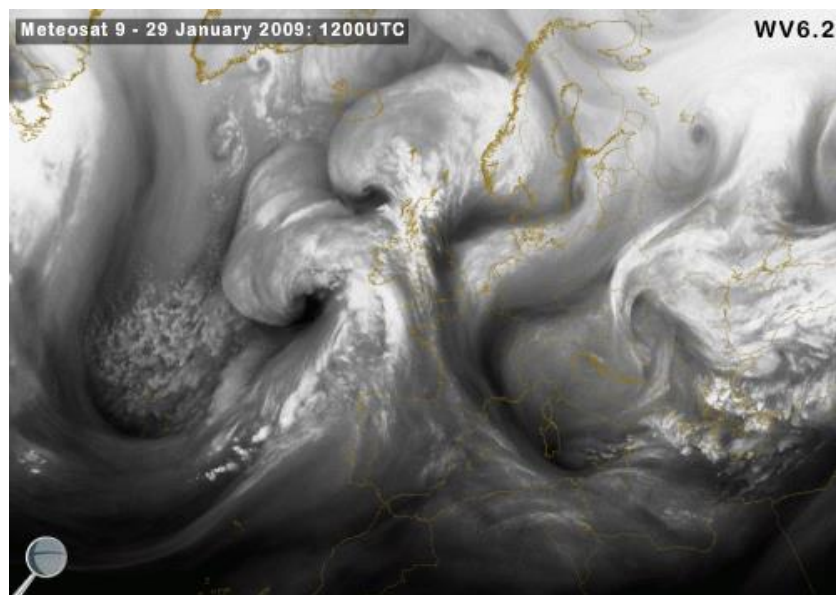


Figura 13.13 – Imagem do canal WV 6.2 do satélite Meteosat – 9 (MSG - 2), para o dia 29 de Setembro de 2009 às 12 UTC, sobre a região da Europa. Fonte: www.eumetrain.org

WV7.3 (Figura 13.14) – Este segundo canal na banda do vapor de água, localiza-se na extremidade da banda de absorção, o que significa que radiação proveniente de níveis mais baixos da troposfera consegue chegar ao sensor. Quando comparado com o canal anterior, o WV 7.3 permite um maior detalhe das estruturas com conteúdo em vapor de água encontradas nos níveis médios da troposfera.

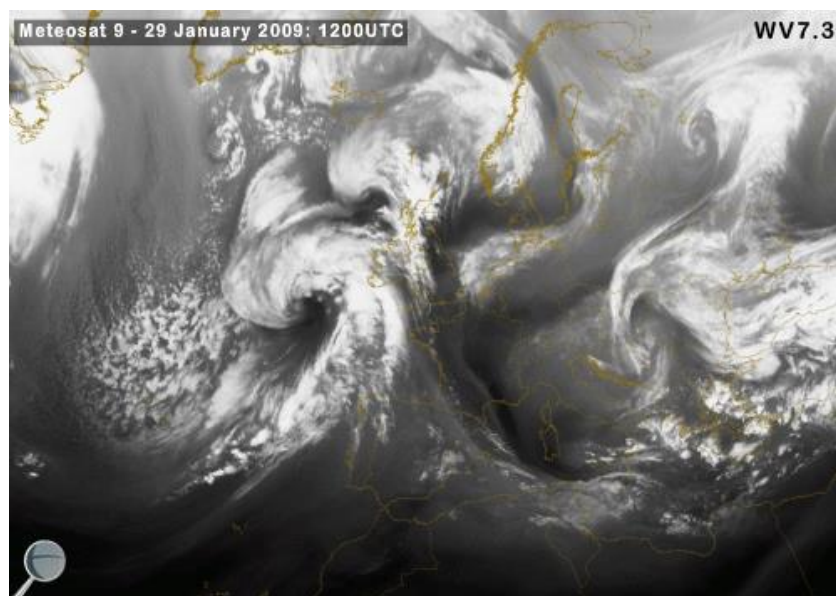


Figura 13.14 – Imagem do canal WV 7.3 do satélite Meteosat – 9 (MSG - 2), para o dia 29 de Setembro de 2009 às 12 UTC, sobre a região da Europa. Fonte: www.eumetrain.org

IR 8.7 (Figura 13.15) – A bordo do MSG encontram-se 3 canais janela (os canais onde existe menor atenuação da radiação por absorção pela atmosfera). Este é o primeiro, sofrendo no entanto ainda alguma absorção por parte das partículas de vapor de água (diz-se que é o canal janela mais “sujo”). Neste canal a radiação sofre também alguma atenuação por parte do SO₂, sendo por isso também utilizado para detetar nuvens de SO₂. No entanto, pode dizer-se que as principais aplicações deste canal são a deteção de poeira, a deteção de nuvens de gelo pouco espessas ou a distinção de diferentes tipos de solo.

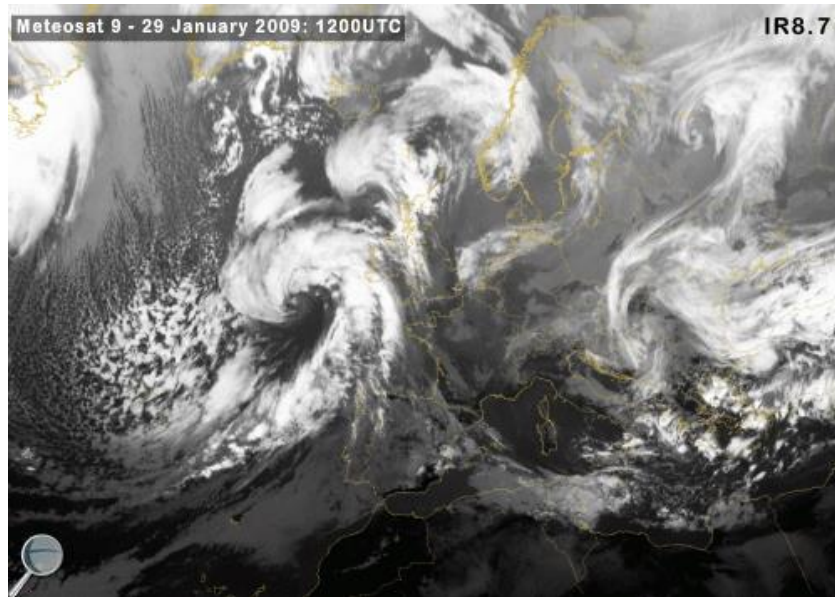


Figura 13.15 – Imagem do canal IR 8.7 do satélite Meteosat – 9 (MSG - 2), para o dia 29 de Setembro de 2009 às 12 UTC, sobre a região da Europa. Fonte: www.eumetrain.org

IR 9.7 (Figura 13.16) – Este canal localiza-se na banda de absorção do Ozono (O₃). Uma vez que o ar estratosférico tem uma elevada concentração deste gás, as regiões de ciclogénese, onde o ar estratosférico penetra em níveis mais baixos, podem ser facilmente identificadas recorrendo a este canal, em particular em combinação com outros canais. Este canal ajuda assim também na distinção de diferentes massas de ar.

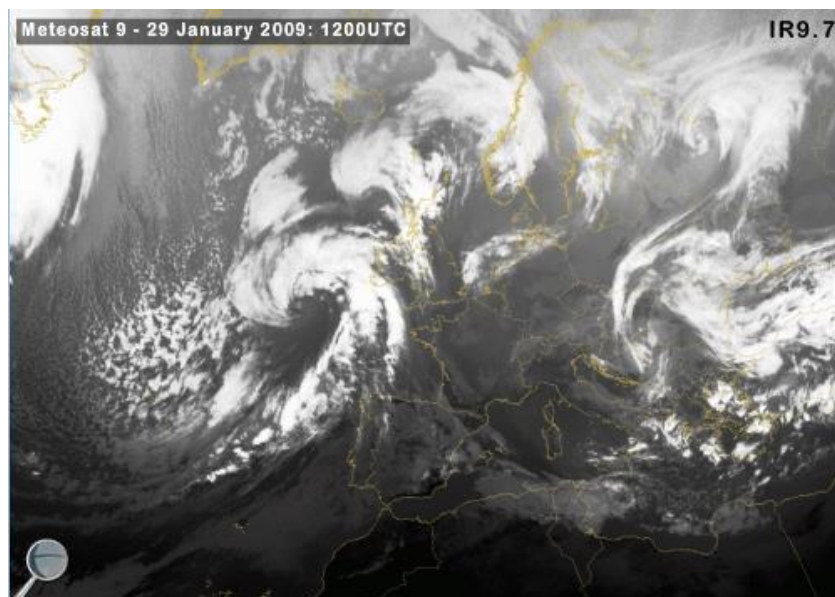


Figura 13.16 – Imagem do canal IR 9.7 do satélite Meteosat – 9 (MSG - 2), para o dia 29 de Setembro de 2009 às 12 UTC, sobre a região da Europa. Fonte: www.eumetrain.org

IR 10.8 Figura 13.17) – Este é o canal janela menos afetado pelo vapor de água. O sinal que chega ao sensor, neste canal, é resultado da emissão de radiação infravermelha a partir da superfície (no caso de céu limpo) e dos topos das nuvens. A gama de cores observada varia desde os tons mais escuros (mais quentes) passando por vários níveis de cinzentos até aos brancos (os mais frios): os tons mais escuros correspondem à superfície terrestre (continentes e oceano); os tons de cinzento até aos brancos correspondem a nuvens em vários níveis da atmosfera, gradualmente mais altos.

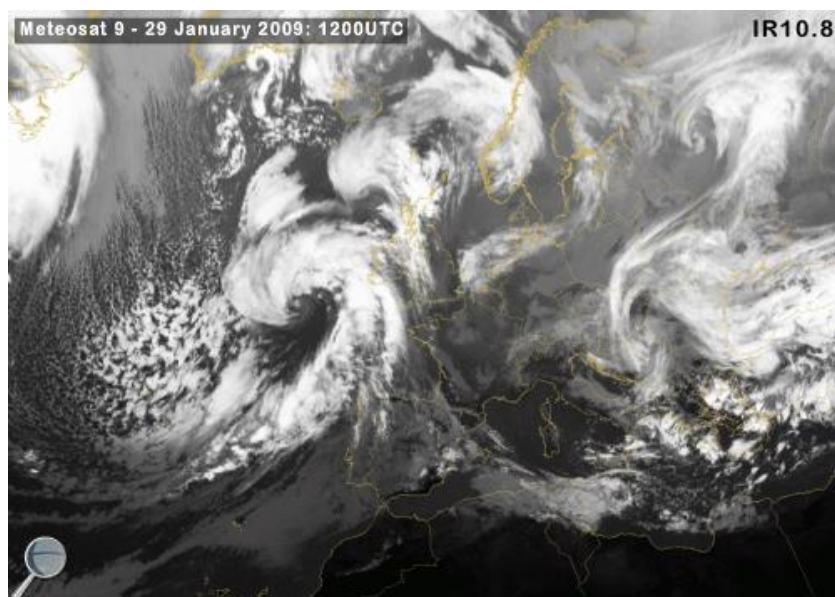


Figura 13.17 – Imagem do canal IR 10.8 do satélite Meteosat – 9 (MSG - 2), para o dia 29 de Setembro de 2009 às 12 UTC, sobre a região da Europa. Fonte: www.eumetrain.org

IR 12.0 (Figura 13.18) – Existe apenas uma ligeira diferença entre este canal e o IR10.8. Subtraindo este dois canais, i.e., efetuando a operação $IR10.8 - IR12.0$, obtém-se uma medida da espessura ótica da atmosfera, o que torna possível, por exemplo a identificação de nuvens muito finas que não são visíveis com os canais solares.

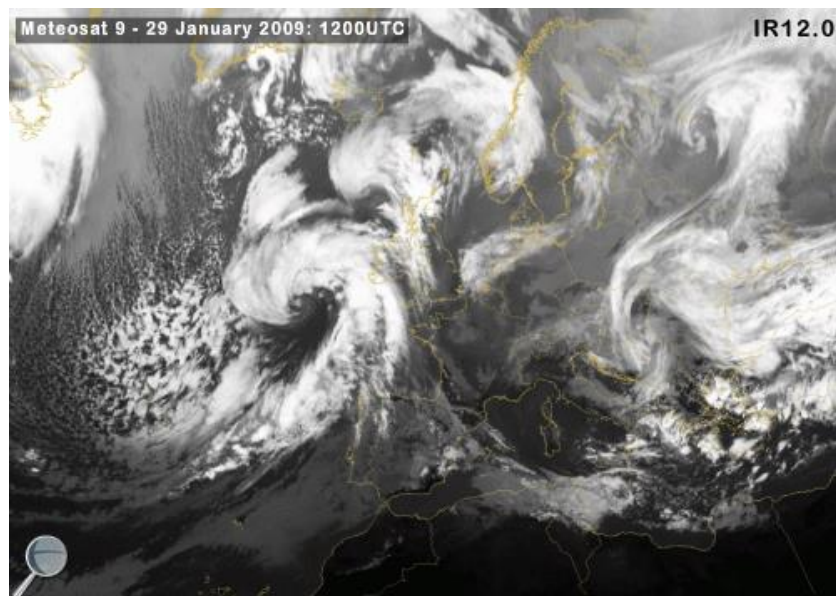


Figura 13.18 – Imagem do canal IR 12.0 do satélite Meteosat – 9 (MSG - 2), para o dia 29 de Setembro de 2009 às 12 UTC, sobre a região da Europa. Fonte: www.eumetrain.org.

IR 13.4 (Figura 13.19)– O último canal no infravermelho localiza-se na extremidade da banda de absorção do CO_2 . Este canal permite derivar informação sobre o nível a que se encontra o topo das nuvens transparentes e contribui para definir a instabilidade das massas de ar.

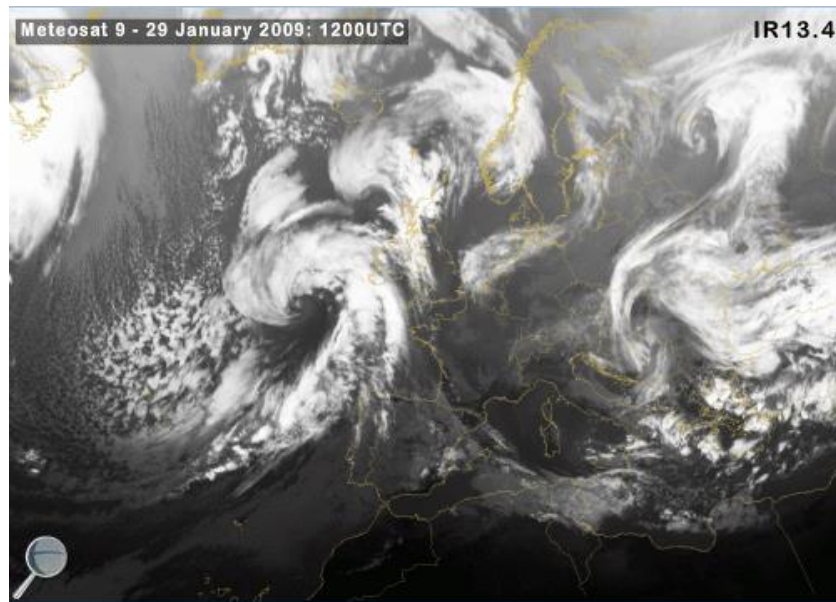


Figura 13.19 – Imagem do canal IR 13.4 do satélite Meteosat – 9 (MSG - 2), para o dia 29 de Setembro de 2009 às 12 UTC, sobre a região da Europa. Fonte: www.eumetrain.org.

HRV (Figura 13.20) – Este canal, designado por visível de alta resolução (*High Resolution Visible, HRV*), tem uma banda espectral mais larga, que vai dos 0.4 aos 1.1 μm . Uma vez que a resolução espacial disponibilizada por este canal é melhor (de 1 km no ponto subsatélite) as estruturas de nuvens aparecem com maior detalhe nestas imagens, do que nos outros canais na banda do visível do MSG.

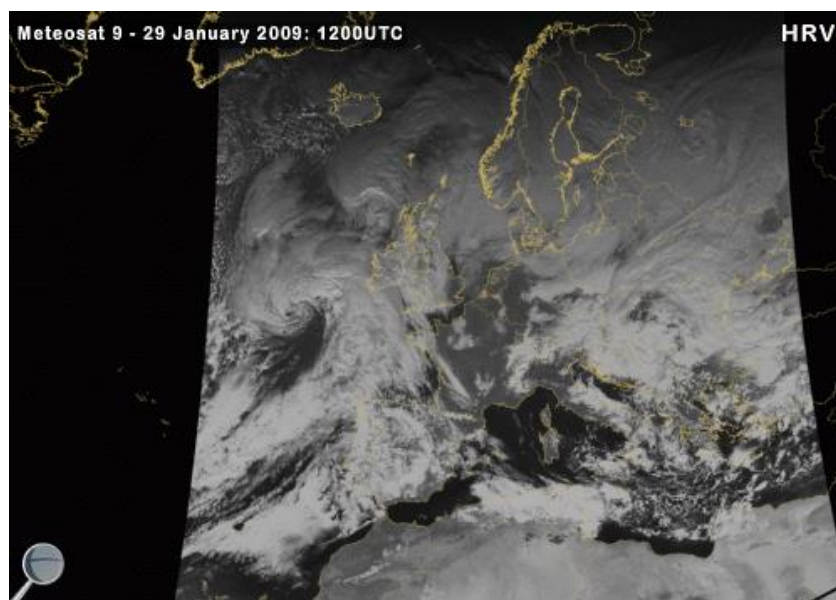


Figura 13.20 – Imagem do canal Visível de Alta Resolução (HRV) do satélite Meteosat – 9 (MSG - 2), para o dia 29 de Setembro de 2009 às 12 UTC, sobre a região da Europa. Fonte: www.eumetrain.org.

No diagnóstico de uma situação meteorológica é útil comparar estes diferentes canais, tentando retirar o máximo de informação possível. Mas como se pode imaginar, a tarefa de analisar 12 canais individualmente consumiria muito tempo numa rotina operacional. Estas imagens podem contudo combinar-se, quer seja fazendo diferenças entre canais, aplicando tabelas de cor específicas, ou recorrendo a compósitos RGB. Estas combinações permitem condensar a informação das imagens individuais, e fazem sobressair características que ajudam na identificação dos fenómenos atmosféricos. Como exemplo, apresenta-se na Figura 13.21 um mesmo fenómeno de convecção durante o verão, observado com diferentes imagens/composição de imagens.

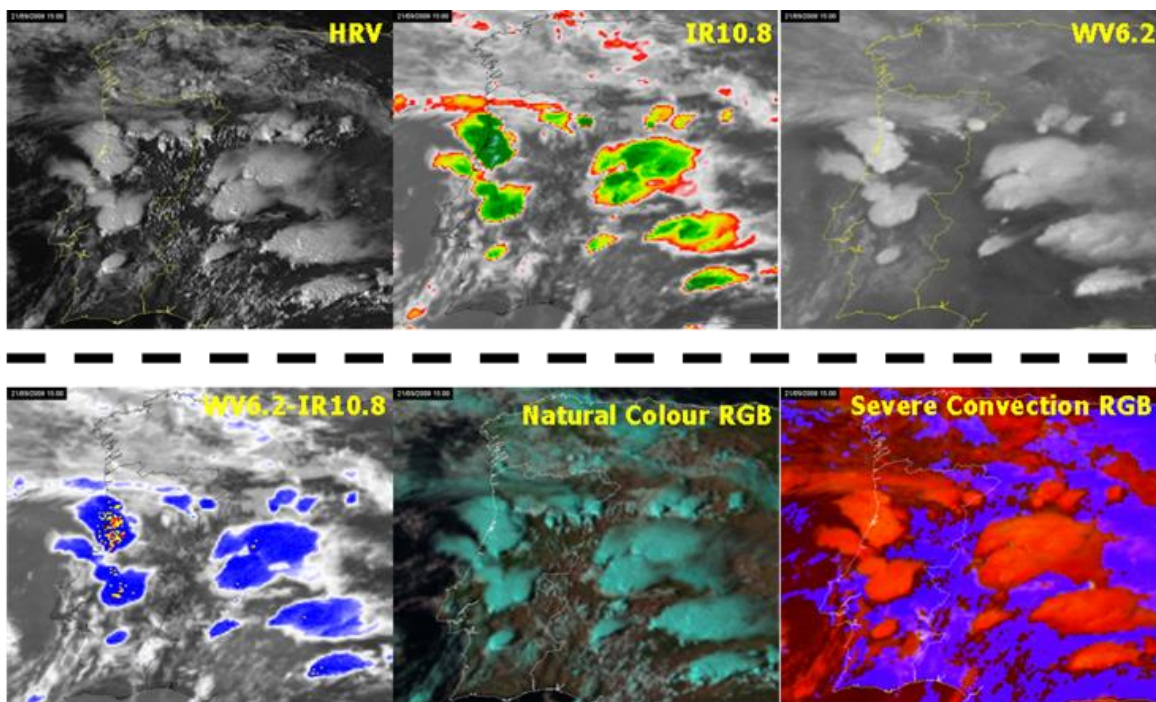


Figura 13.21 – O mesmo fenómeno de convecção no verão, a 21 de Setembro de 2008, sobre o território de Portugal continental, observado com imagens de: HRV- são visíveis as nuvens convectivas, com *overshooting* (estruturas mais pequenas e aproximadamente circulares, mais brilhantes, que se observam nas estruturas maiores); IR10.8 – com uma escala de cores que faz sobressair os topos das nuvens muito frias; WV6.2 – indicam a presença de nuvens convectivas cujos topos estão nos níveis mais altos da troposfera; WV6.2- IR10.8 – esta diferença de canais permite identificar a existência de nuvens com *overshooting*; RGB Natural – compósito RGB, em que a cor azul ciano indica a presença de nuvens de gelo; RGB Convecção Profunda (*Severe Convection*) – compósito RGB em que as cores vermelho/laranja indicam a presença de sistemas com forte convecção.

Compósitos RGB

Neste tipo de composição de imagens, o que se faz é construir uma nova imagem, em que à cor Vermelha (*Red*) se atribui um canal, à cor Verde (*Green*) se atribui outro e à cor Azul (*Blue*) ainda outro. Está fora do âmbito deste curso mostrar como se constroem estes compósitos. Aqui serão apenas apresentados quais os mais utilizados, e qual a informação que se retira destes.

RGB Natural

Este é o compósito RGB de mais fácil interpretação; permite distinguir vegetação, em cores verdes, das regiões áridas, que surgem em tons avermelhados. Para além disto, e uma vez que este compósito inclui o canal $1.6 \mu m$, permite a distinção entre nuvens de água líquida (a branco) e de gelo (a azul ciano). Com estas imagens é também possível identificar *pixels* cobertos de neve, que aparecem nos mesmos tons de azul que as nuvens de gelo, mas mais brilhantes. Na imagem da Figura 22 apresenta-se um exemplo de uma imagem RGB natural, do dia 30 de Novembro de 2012. Na imagem estão indicadas as diferentes estruturas que nela se podem identificar. Note-se que a distinção entre a cor da neve e das nuvens de gelo nestas imagens é muitas vezes só possível através da visualização de uma sequência de imagens (os pixels que, em diferentes instantes, surgem sempre em azul ciano, correspondem a neve).

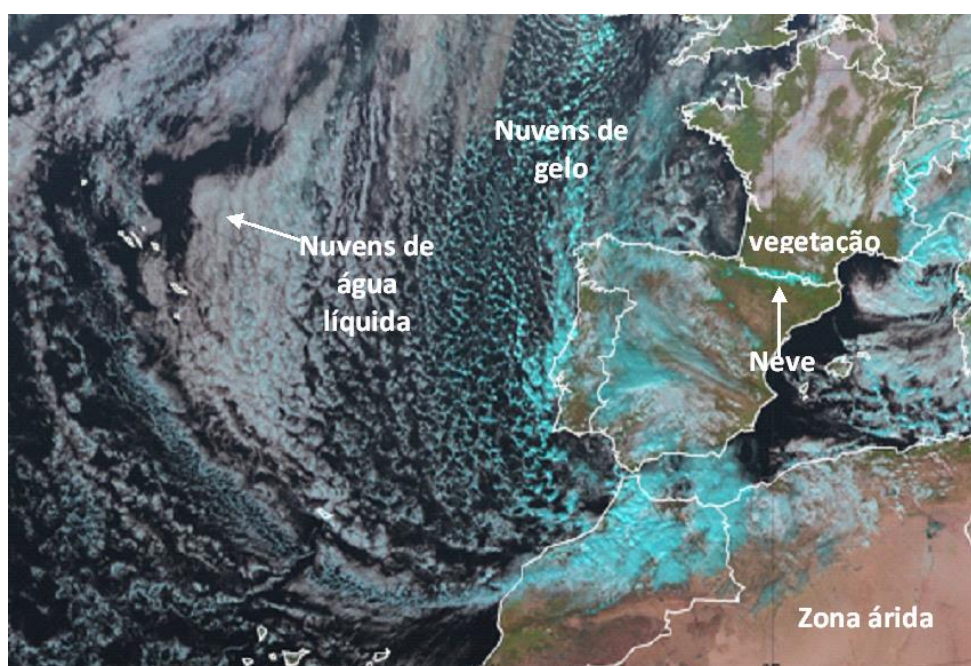


Figura 13.22 – Compósito RGB natural, no dia 30 de Novembro de 2012 às 12 UTC.

A análise efetuada com este tipo de imagens requer muita experiência por parte do utilizador. Existem, no entanto, outro tipo de produtos derivados de satélite que, usados em combinação com os compósitos RGB, facilitam a interpretação das imagens. Um exemplo desse tipo de produtos, designados por produtos objetivos, são os disponibilizados pela SAF NWC (<http://www.nwcsaf.org>). Estes são obtidos através de algoritmos matemáticos que se aplicam sobre as imagens. Um exemplo de um desses produtos apresenta-se na Figura 13.23. Comparando as duas imagens conclui-se que as zonas com nuvens de gelo coincidem, mas existem regiões sobre o mar, nomeadamente ao largo da costa ocidental Portuguesa, em que não é fácil a partir da imagem RGB discriminar nuvens de gelo, mas que são identificadas pelo produto objetivo. No entanto, o compósito RGB permite observar os detalhes da estrutura das nuvens (região sobre o mar, canto inferior esquerdo da imagem), informação que é perdida analisando apenas o produto objetivo.

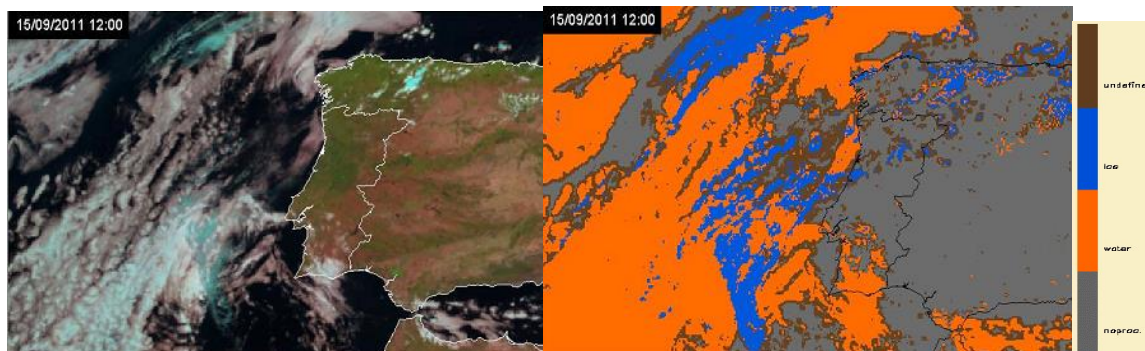


Figura 13.23 – Comparação de imagens RGB natural (imagem à esquerda) com a imagem do produto objetivo da SAF NWC, para o dia 15 de Setembro de 2011 às 12 UTC. No produto da SAFNWC as nuvens de gelo estão identificadas a azul, enquanto as de água líquida a laranja.

RGB Micro-nevoeiro (noite)

Um outro compósito de imagens que ajuda na interpretação do estado das partículas que constituem as nuvens é o RGB Micro-nevoeiro (noite). Este compósito é utilizado fundamentalmente na identificação de nevoeiros/nuvens baixas, por exemplo, junto à costa, na época de verão. Neste compósito são utilizados os canais IR3.9, IR10.8 e IR12.0, e as nuvens baixas, ou nevoeiros, aparecem em tons verde-azulado, como se pode observar na imagem da Figura 13.24, do dia 11 de agosto de 2011 às 05 UTC, em que se identifica uma região com nuvens baixas, ao longo da costa ocidental, na região centro de Portugal Continental, e outra na costa norte de Espanha. É de referir, que este tipo de imagens para identificação de nevoeiros, só pode ser utilizado durante a noite; devido à contaminação do canal IR 3.9 por reflexão solar, há um desaparecimento espúrio dos nevoeiros durante o nascer e pôr-do-sol. Para a monitorização de nevoeiro durante o dia, pode fazer-se uso de um outro compósito, o RGB Nuvens Alta Resolução.

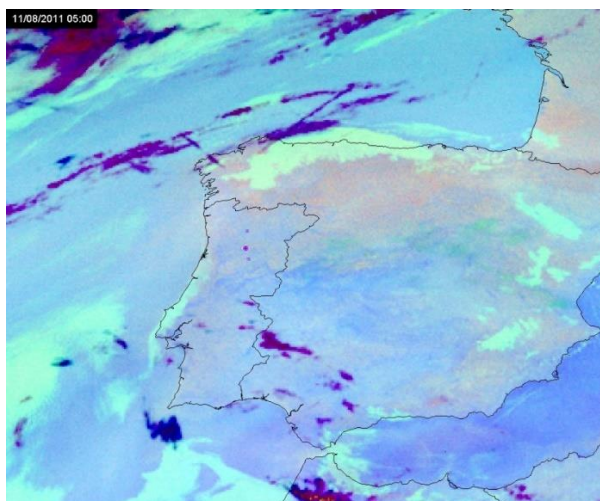


Figura 13.24 – Imagem RGB Micro-nevoeiro (noite) para o dia 11 de Agosto de 2011 às 05 UTC, sobre a Península Ibérica. As nuvens baixas, ou nevoeiros são identificadas nesta imagens nos tons verde-azulado.

RGB Nuvens Alta Resolução

Este compósito é construído com as imagens do visível de alta resolução, que se atribuem aos feixes vermelho e verde do compósito, e com a imagem do canal IR 10.8 invertida, atribuída ao feixe azul deste RGB. Desta forma, e devido às características de reflexão e emissão das nuvens baixas/nevoeiros, estas são identificadas no RGB Nuvens Alta Resolução a amarelo (devido à fraca componente de azul (uma vez que o canal IR10.8 está invertido no feixe azul)), como se pode observar na imagem do dia 11 de Agosto de 2011, às 07 UTC, apresentada na Figura 13.25.

Na Figura 13.26 apresenta-se, o produto CT (*Cloud Type*, ou tipo de nuvem), para o mesmo dia 11 de Agosto de 2011, às 07 UTC. Este produto fornece uma classificação categórica do tipo de nuvens. Ao compararem-se estes dois tipos de produtos de satélite, podemos concluir que, embora a classificação de nuvens como baixas, a laranja, no produto CT, ao longo da costa ocidental Portuguesa, e no norte de Espanha, coincidam com a classificação de nuvens baixas, da imagem RGB, à esquerda, há diferenças entre a informação fornecida por estes dois tipos de produtos, nomeadamente:

- O produto objetivo fornece maior conteúdo na informação (oferece uma classificação detalhada do tipo de nuvens);
- O produto subjetivo, ou seja o compósito RGB, fornece maior detalhe no padrão das nuvens (por exemplo, na região do Atlântico, ao largo da costa sul de Portugal continental, o produto CT apenas indica que existem nuvens do tipo baixas, enquanto que do RGB podemos concluir que se tratam de nuvens do tipo estratiformes, muito pouco espessas).

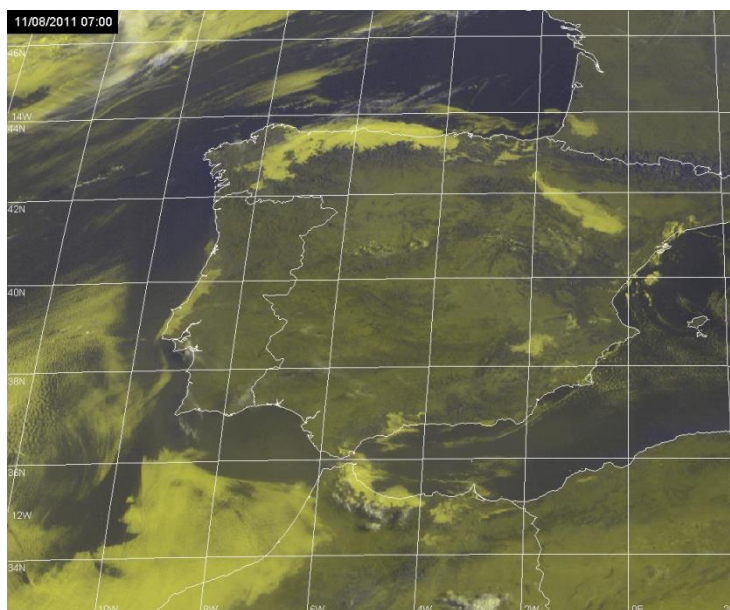


Figura 13.25 – Imagem RGB Nuvens Alta Resolução para o dia 11 de Agosto de 2011 às 07 UTC sobre a Península Ibérica. As nuvens baixas, ou nevoeiros são identificadas nesta imagens nos tons amarelos

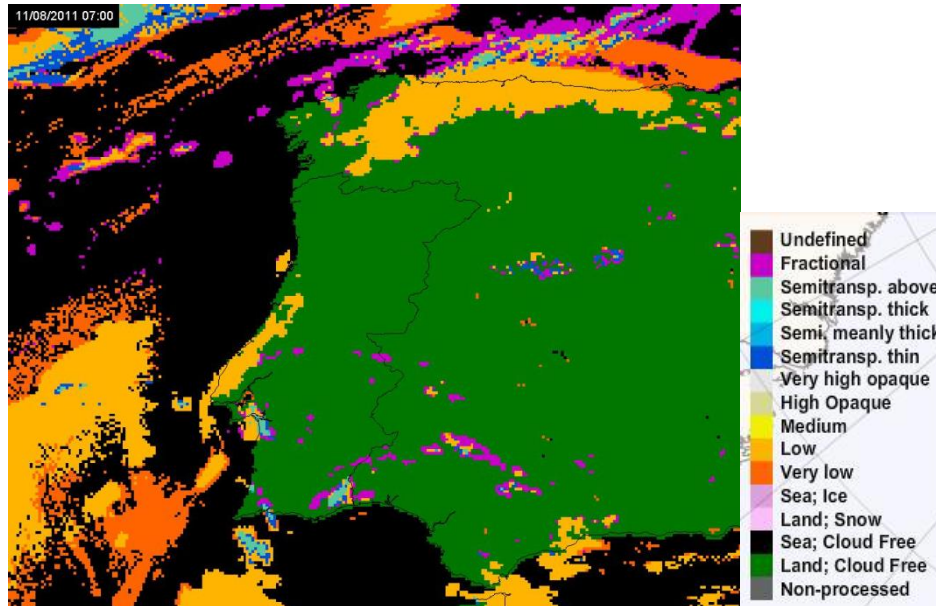


Figura 13.26 – Imagem do produto CT (cloud Type, ou tipo de nuvens), da SAF NWC para o dia 11 de Agosto de 2011 às 07 UTC sobre a Portugal Continental e Atlântico. As nuvens baixas, ou nevoeiros são identificadas nesta imagens pelas cores amarelo e laranja

Este compósito (RGB Nuvens Alta Resolução) permite ainda acompanhar fenómenos convectivos, como apresentado no exemplo da Figura 13.27, para o dia 18 de Abril de 2011. Nesta imagem, identificam-se 2 sistemas convectivos sobre Portugal continental; no centro destes sistemas, os topos das nuvens de temperaturas muito baixas, aparecem a branco, enquanto no bordo, os tons branco-azulados indicam a presença de nuvens mais transparentes, do tipo *cirrus*. A imagem da Figura 13.28 apresenta uma sobreposição de duas imagens: a do canal IR10.8, com uma tabela de cores designada por *cold ring, que* tem por objetivo evidenciar os topos das nuvens muito frios, com o produto RDT (*Rapid Development Thunderstorm*) da SAF NWC. O RDT fornece informação detalhada sobre os sistemas convectivos identificados, nomeadamente:

- a fronteira do sistemas;
- a fase em que se encontram (dados pelas cores das linhas fronteiras. Por exemplo, na imagem da Figura 13.28, há uma célula em crescimento (vermelho) e outra em decaimento (verde);
- movimento dos sistemas (passado-linhas a azul; futuro - setas) ;
- outras propriedades (num painel separado), como: temperatura mínima do sistema nebuloso, velocidade de propagação, duração, tipo de nuvem, pressão do topo, área, localização (latitude, longitude).

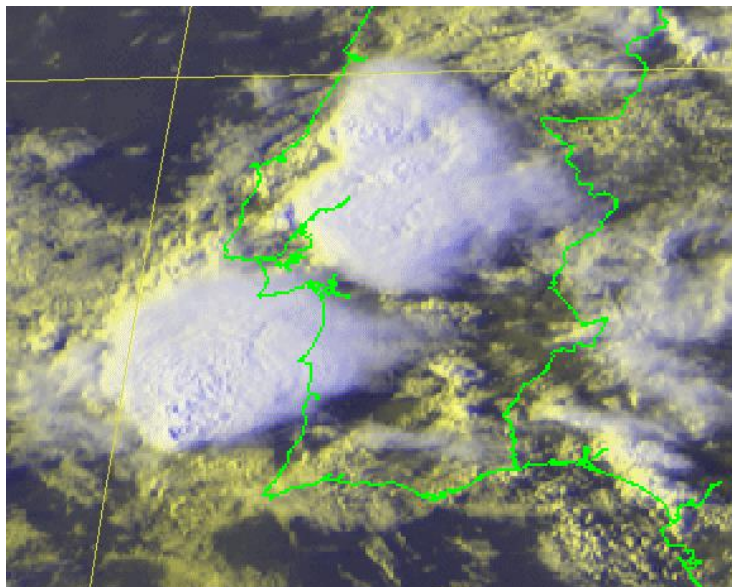


Figura 13.27 – Imagem RGB Nuvens Alta Resolução para o dia 18 de Abril de 2011 sobre a região centro e sul de Portugal Continental

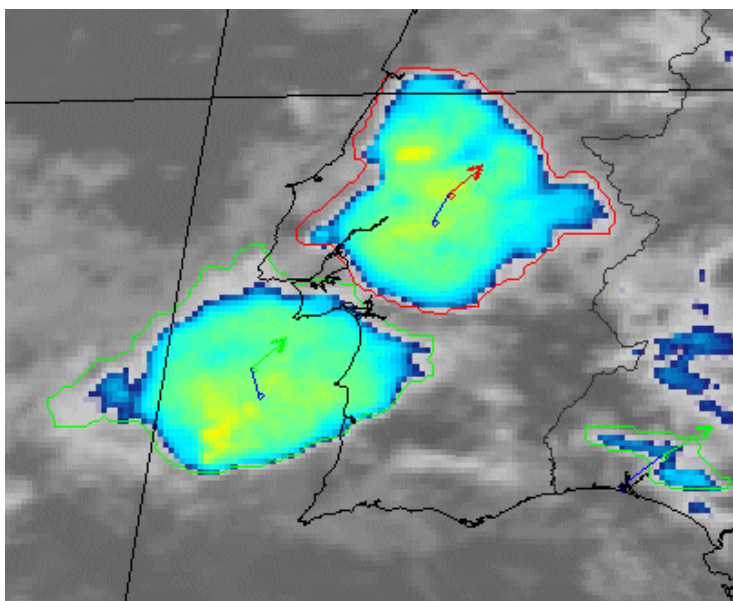


Figura 13.28 – Produto RDT (*Rapid Development Thunderstorm*) da SAF NWC, no dia 18 de Abril de 2011.

RGB poeiras

Outro compósito RGB muito útil nas latitudes médias, é o RGB poeiras, uma vez que, devido à proximidade com o Norte de África, o território de Portugal é muitas vezes afetado por tempestades de areia. O caso do dia 26 de Junho de 2012 é um exemplo em que a poeira proveniente do Norte de África afetou a visibilidade na ilha de Porto Santo, reduzindo-a de uma forma muito significativa. Na Figura 13.29 apresenta-se a imagem RGB poeiras desse dia, às 12 UTC. Neste tipo de imagem, a nuvem de poeira aparece em cor magenta.

Para a análise destas situações existe ainda o produto objetivo da SAFNWC, designado por *Dust Flag*, apresentado na Figura 13.30. Nesta imagem, a nuvem de poeira aparece a amarelo. Como se pode ver, da comparação da Figura 13.29 e da Figura 13.30, a região afetada pela nuvem de poeira sobre a Madeira é coincidente nas 2 imagens. Este produto é útil pois, por vezes o RGB poeiras, que não inclui imagens da banda do visível, não permite identificar facilmente nuvens de poeira sobre mar. Já sobre Terra, o RGB apresenta uma maior confiança na identificação das nuvens de poeira do que o produto objetivo.

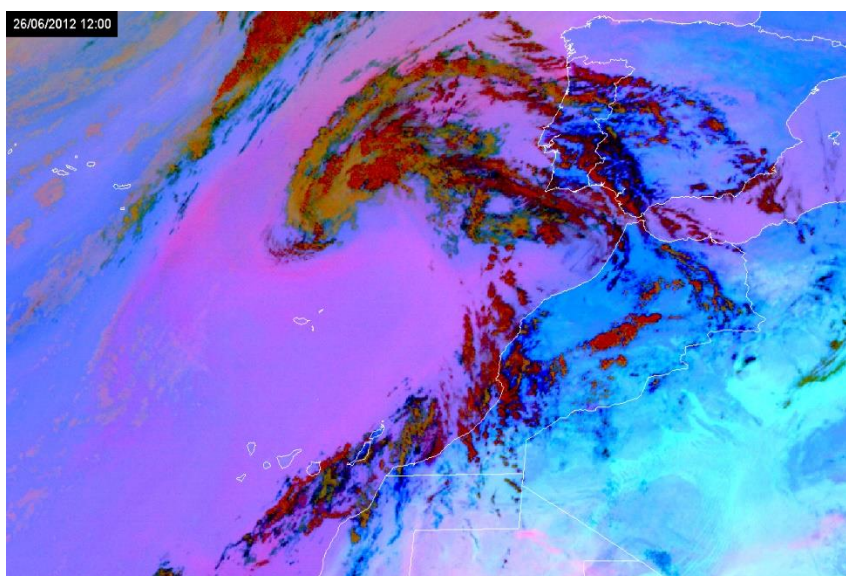


Figura 13.29 – RGB poeiras mostrando a nuvem de areia, em tons magenta, proveniente do Norte de África, e afectando o arquipélago da Madeira, no dia 26.06.2012 às 12 UTC.

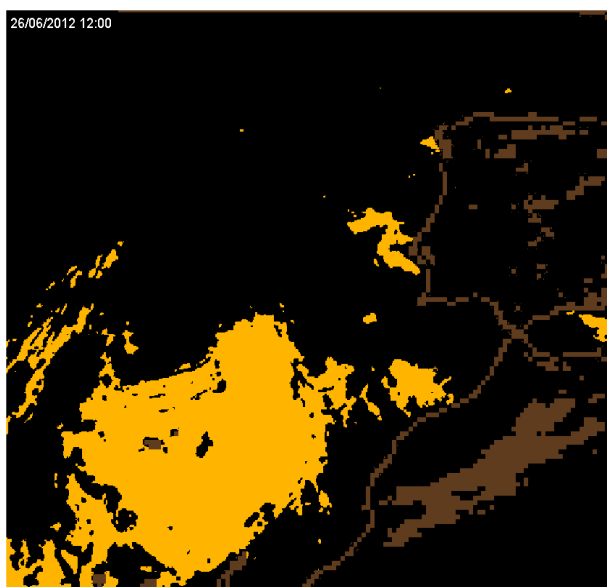


Figura 13.30 – Produto Dust flag, da SAF NWC, mostrando uma nuvem de poeira, ao largo da costa Africana, no dia 26.06.2012 às 12 UTC a afetar o arquipélago da Madeira.

Na Tabela 13-4 apresentam-se como referência as “receitas” dos RGBs referidos no presente capítulo.

Tabela 13-4 – Canais espectrais do MSG, atribuídos a cada feixe (vermelho, verde e azul) para a construção dos compósitos apresentados neste módulo.

Compósito RGB	Feixe	Canal (μm)
Natural	Vermelho	1.6
	Verde	0.8
	Azul	0.6
Micro-nevoeiro (noite)	Vermelho	12.0-10.8
	Verde	10.8-3.9
	Azul	10.8
RGB Nuvens Alta Resolução	Vermelho	HRV
	Verde	HRV
	Azul	-10.8
Poeira	Vermelho	12.0-10.8
	Verde	10.8-8.7
	Azul	10.8

14. Meteorologia Radar⁹

Introdução

O termo RADAR corresponde ao acrónimo derivado da expressão inglesa RAdio Detection And Ranging, designando um sensor que permite a deteção de objetos a partir de ecos de ondas eletromagnéticas compreendidas no subdomínio das micro-ondas, antigamente designadas por “ondas radio”. O processamento envolvido permite determinar a localização dos objetos, reconhecer as suas características e utilizar a informação obtida.

Inicialmente desenvolvidos para detetar aeronaves e determinar a distância a que se encontravam, o radar foi descoberto para a Meteorologia após a 2ª Guerra Mundial, ao verificar-se que a existência de precipitação produzia "ecos" nas consolas dos radares, complicando assim a sua utilização para os fins a que se destinavam.

À medida que foram evoluindo e sendo dotados de feixes de radiação mais potentes, mais estreitos e dirigidos, recetores mais sensíveis e emissores mais evoluídos, os radares viram aumentar o número das suas aplicações. A investigação em Física da atmosfera utiliza tecnologia radar dirigida para o estudo de uma vasta gama de aspetos tão variados como a turbulência em ar limpo, a dinâmica das zonas hiperbaroclínicas (zonas frontais), o fluxo turbulento tridimensional, as trajetórias das partículas de gelo no interior dos cumulonimbus, a estrutura da camada limite atmosférica e o campo de precipitação associado às depressões das latitudes médias.

Atualmente alguns estudos baseados em observação com radar têm contribuído para o desenvolvimento da meteorologia de mesoscala e das técnicas de *Nowcasting* (diagnóstico das condições meteorológicas e previsão a prazo imediato). No plano operacional, a aplicação destas técnicas depende muito da observação com radar, conduzindo frequentemente a um maior rigor nas previsões e emissão de avisos operacionais por parte dos serviços meteorológicos. Recentemente tem incrementado a importância dada à utilização de equipamentos de radar em programas de investigação na área da mudança climática.

O desenvolvimento de sistemas de difusão de informação meteorológica integrada, permitindo o acesso expedito dos mais variados utilizadores, através de sistemas de baixo custo possibilita não só a eficiente difusão de avisos de mau tempo, mas também a utilização eficaz das previsões para períodos muito curtos destinadas ao público em geral. Entre estes sistemas destacam-se computadores portáteis e equipamento terminal de redes públicas telefónicas (incluindo a rede móvel) e de transmissão de dados.

A operação combinada, em rede, de várias estações de radar com áreas de cobertura adjacentes constituiu outro avanço tecnológico significativo, permitindo obter a cobertura de áreas suficientemente grandes para que o campo da precipitação possa ser analisado às escalas sinópticas e mesoscalas maiores.

⁹Texto de P. Pinto (IPMA)

Princípios básicos de funcionamento

O radar é um sistema que emite ondas eletromagnéticas de elevada frequência, moduladas por impulsos de curta duração e de grande potência, radiadas por uma antena altamente direcional que concentra a energia eletromagnética num feixe de pequena abertura angular. Trata-se de um sensor de tipo ativo, uma vez que processa informação correspondente à reflexão e retrodifusão de energia resultante da que ele próprio emitiu para a atmosfera, em contraste com a maioria dos sensores instalados a bordo de satélites, que são de tipo passivo.

Os impulsos de curta duração, da ordem dos microssegundos, são emitidos pelo radar a uma cadência rigorosamente fixada e a sua emissão é separada por intervalos de tempo comparativamente mais longos (período de silêncio), da ordem do milissegundo, como se pode verificar na Figura 14.1.

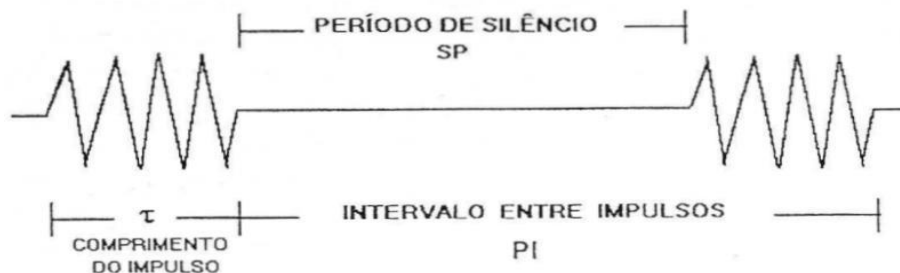


Figura 14.1 – Distribuição dos intervalos de tempo num radar por impulsos (escala não é proporcional).

O intervalo entre impulsos, PI (*Pulse Interval*), é o intervalo de tempo entre dois impulsos consecutivos, isto é, o que decorre desde o início da emissão de um impulso até ao início da emissão do impulso seguinte. O período de silêncio, SP (*Silent Period*), é o intervalo de tempo decorrido entre o fim de um impulso e o início do impulso seguinte. Dado que o comprimento do impulso, t , tem um valor muito baixo, pode admitir-se que $PI \approx SP$.

Ao número de impulsos emitidos por unidade de tempo, dá-se o nome de frequência de repetição de impulsos, PRF (*Pulse Repetition Frequency*). Quando expressa em Hz, representa o número de impulsos emitidos por segundo. Como valores típicos para estas grandezas considera-se $t = 2 \mu s$; $PI = 4 ms$; $PRF = 1 / PI = 250 Hz = 250 s^{-1}$. Designa-se por alvo qualquer fonte de energia difundida ou refletida, quer se trate de acidentes do solo, gotas de chuva, gotículas das nuvens, partículas de gelo, flocos de neve ou regiões em que se registre um elevado gradiente do índice de refração.

O alvo reflete ou difunde em todas as direções uma parte da energia eletromagnética que o atinge, comportando-se como um segundo emissor. Uma parte ínfima da energia radiada pelo emissor do radar é por este processo reenviada à antena e recolhida pelo recetor, que deteta e amplifica o sinal recebido (eco). A distância a que se encontra o alvo é determinada pelo intervalo de tempo necessário para que as ondas eletromagnéticas o interceam e regressem à antena; não perdendo de vista que a radiação efetua um percurso de "ida e volta", a distância total percorrida será dupla da que corresponde à distância ao alvo. A contagem do tempo inicia-se no instante em que a antena emite o impulso e cessa quando o eco

é recebido. No cálculo da distância usa-se o valor da velocidade de propagação das ondas eletromagnéticas no vácuo, $c = 2.998 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$. A título exemplificativo, se o intervalo de tempo decorrido for de 200 ms, então o espaço percorrido será dado por $d = c \times t \approx 60 \text{ km}$, pelo que o alvo se encontrará à distância de 30 km da antena do radar.

Propagação das ondas radar

Para a maior parte das utilizações pode considerar-se que a velocidade de propagação das ondas eletromagnéticas na atmosfera é constante e igual à velocidade da luz no espaço livre, $c = 3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$. Contudo, em alguns casos há que reconhecer que a atmosfera é significativamente diferente do espaço livre e que as propriedades das massas de ar observadas são suficientemente heterogéneas de modo a originarem pequenas, mas importantes, variações na velocidade de propagação; nestas condições, podem dar origem à refração do feixe emitido pelo radar e produzir alterações significativas na própria direção de propagação. O comportamento do feixe pode ainda ser substancialmente alterado por reflexões na superfície do globo e pela atenuação provocada pelos gases constituintes da atmosfera.

O índice de refração é dado por:

$$n = \frac{c}{v} \quad (14-1)$$

em que v é a velocidade de propagação das ondas electromagnéticas na atmosfera. Numa atmosfera próxima das condições padrão, em que a pressão atmosférica e a humidade decrescem rapidamente com a altitude e a temperatura decresce de modo mais gradual, o índice de refração decresce com a altitude de acordo com um gradiente dito “normal”. Considerando a lei de Snell:

$$\frac{n - \Delta n}{n} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_i}{v_r} \quad (14-2)$$

em que i e r são os ângulos de incidência e refração, respetivamente (ver Figura 14.2) verifica-se que o decréscimo de n com a altitude se reflete no aumento da velocidade de propagação das ondas radar com a mesma; consequentemente, as ondas vão sendo gradualmente curvadas para a superfície do globo e o feixe tocará a Terra numa região designada por horizonte-radar, em geral situada para além do horizonte visual.

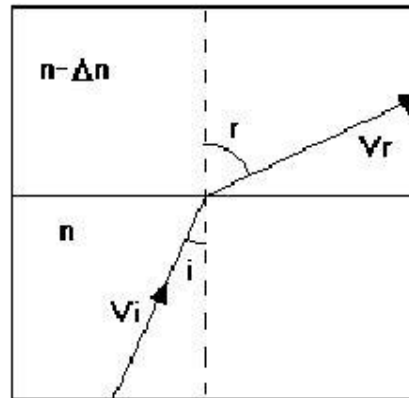


Figura 14.2 – Feixe movendo-se de uma camada com índice de refração n para uma camada com índice de refração $n - \Delta n$.

Quando ocorrem distribuições anómalas do índice de refração, a que correspondem distribuições de temperatura e humidade fora das condições padrão, diz-se que há ocorrência de propagação anómala. Se se verificar uma inclinação descendente excepcional, as condições são designadas por "super-refracção". Isto ocorre quando se forma um "ducto", ou canal, próximo da superfície; este forma-se quando o índice de refração baixa mais rapidamente com a altitude do que é normal, o que se pode dever a um aumento da temperatura com a altitude e/ou a um decréscimo da humidade com a mesma. No caso de ocorrer uma inclinação ascendente anormal, aplica-se o termo "sub-refracção". Verifica-se quando o índice de refração baixa mais lentamente com a altitude do que é normal.

As condições de "super-refracção" constituem a alteração à norma que é mais importante e vulgar na atmosfera. A Figura 14.3 compara, de modo qualitativo, as duas condições de propagação mais comuns.

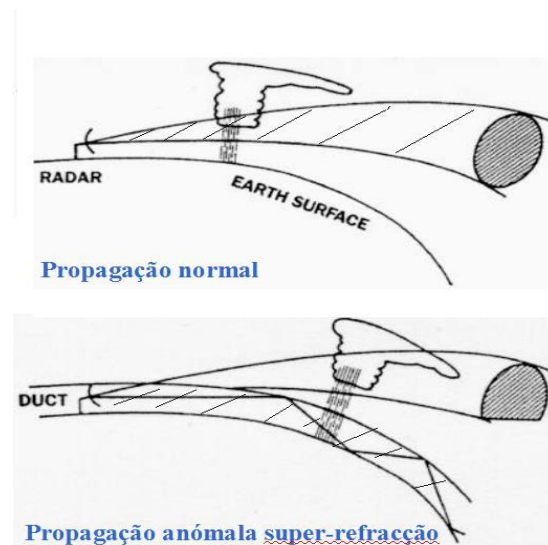


Figura 14.3 – Efeito de várias condições de propagação na altitude do feixe.

Os gradientes de humidade são mais eficientes do que os de temperatura, pelo que a super-refracção é mais comum sobre os oceanos. A super-refracção ocorre quando o ar em níveis superiores é excepcionalmente quente e seco em comparação com o ar à superfície. Dentro do ducto, a intensidade do campo eletromagnético é maior do que seria sob condições padrão e o referido canal atua como um guia de ondas, podendo conduzir a energia até grandes distâncias do radar.

As condições meteorológicas propícias ao aparecimento de ecos de solo ou mar (ecos espúrios, designados por “clutter”) estão em geral associadas a tempo benigno, o que é positivo, por serem estas as condições em que a observação radar é menos essencial. Se durante a noite o solo perder energia por radiação, mais acentuadamente em noites de céu limpo, especialmente durante o Verão e quando o solo se encontrar relativamente húmido, pode formar-se uma inversão de temperatura à superfície e estabelecer-se um decréscimo pronunciado da humidade com a altitude. Quanto maiores forem os gradientes verticais de temperatura e humidade, mais intensa será a propagação anómala. Esta forma de propagação anómala ocorre especialmente durante a noite e madrugada. Outro exemplo poderá ser o de transporte de ar seco e quente, proveniente de superfícies continentais, sobre superfícies de água mais frias; neste caso poderá verificar-se o arrefecimento das camadas mais baixas da atmosfera e originar-se uma inversão de temperatura; para além do arrefecimento das camadas inferiores, verifica-se um aumento do teor em humidade proveniente da evaporação nessas camadas, o que origina um gradiente vertical de humidade. Esta forma de super-refracção pode ocorrer quer de dia, quer de noite e permanecer por largos períodos, embora seja mais provável ao fim da tarde e durante a noite. Este tipo de condições é frequente no Mar Mediterrâneo (ou no golfo de Cádiz!) quando o vento sopra do Norte de África.

Seja em que caso for, a propagação anómala pode alterar seriamente o desempenho de um radar, com consequências diretas na natureza das observações, pelo que deve ser bem entendida pelos utilizadores primários da informação radar (em especial serviços meteorológicos e hidrológicos) no sentido de, em caso de ocorrência, ser reconhecida e corretamente interpretada.

Equação radar. Relações Z-R. Unidades de refletividade

A equação radar corresponde a uma formulação analítica que relaciona a potência média recebida na antena do radar, com a refletividade correspondente aos alvos detetados, em função de diversas características do equipamento utilizado e da distância a que os referidos alvos se encontrarem.

Para o caso de partículas esféricas de precipitação, a equação radar pode escrever-se sob a forma

$$\bar{P}r = C \cdot |k|^2 \cdot \frac{Z}{r^2} \quad (14-3)$$

em que $\bar{P}r$ representa a potência média recebida na antena, C é a constante radar, $|k|^2$ o termo associado à secção reta radar, Z o fator de refletividade da precipitação ou fator de refletividade radar e r a distância do alvo à antena.

Quando o feixe atravessa (ou “ilumina”) um determinado volume de atmosfera em que existam diversos alvos retrodifusores, todos eles se combinam de modo a devolver à antena uma determinada energia por unidade de tempo (potência) proveniente do volume; como a distribuição das partículas dentro do volume é aleatória, variando a sua posição relativamente ao radar de instante para instante, existem muitas flutuações no valor da potência recebida, de um impulso para outro. Para que o valor de potência recebida seja representativo do volume iluminado, há necessidade de considerar um número tal de impulsos que permita chegar a um valor médio, daí o aparecimento da grandeza $\bar{P}r$. Os diversos fatores constantes inerentes a cada sistema de radar (dependentes da geometria do feixe, do comprimento de onda da radiação emitida, do valor da potência emitida pela antena, etc) são agrupados numa só constante, C . Se não houver qualquer desvio dos parâmetros do radar, esta constante tem sempre o mesmo valor para cada sistema, embora não se trate de uma constante universal, ao contrário de outras constantes da Física. Na equação (14-3) admite-se, por questões de simplicidade, que todos os retro difusores se encontram na mesma fase (líquida ou sólida); $|k|^2$ é um factor adimensional, relacionado com a capacidade reflectora do retrodifusor e que apresenta o valor de 0,93 para o caso da água e de 0,197 para o gelo. Finalmente, Z constitui o factor de reflectividade radar, que se define como $\sum_{uni.vol} D_i^6$, para o caso discreto, em que D_i é o diâmetro da partícula i presente no volume da atmosfera considerado. Para o caso de uma distribuição contínua, Z deve exprimir-se em termos de um integral, na forma:

$$Z = \int_{D_{0,min}}^{D_{0,max}} n(D_0) D_0^6 dD_0 \quad (14-4)$$

onde $n(D_0)dD_0$ representa número de partículas por unidade de volume com diâmetros compreendidos entre D_0 e $D_0 + dD_0$.

Por não se considerar a equação radar em todo o seu detalhe não serão, aqui, deduzidas as unidades em que se exprime a constante radar. Das restantes grandezas da equação (14-3), $\bar{P}r$ exprime-se em W , Z em mm^6/m^3 e r em km.

Como a análise da equação mostra, a potência média recebida na antena depende apenas das características da precipitação observada, ou seja, de $|k|^2$ e Z , e da distância a que se encontra a precipitação. Como o factor de reflectividade radar, segundo (14-4), depende da sexta potência dos diâmetros das partículas, verifica-se que uma duplicação do diâmetro destas provoca um aumento de 64 vezes no valor da potência média recebida. No entanto, uma duplicação do número das partículas só conduz a uma duplicação no valor da potência.

A possibilidade de medir a intensidade e distribuição da precipitação sobre áreas extensas, com radar, foi investigada no passado, dadas as vantagens óbvias deste método relativamente a uma rede udométrica registando apenas valores pontuais, por vezes muito espaçados. O problema central é o de relacionar a reflectividade radar, Z (obtida pela equação radar a partir do valor da potência média recebida), com a grandeza intensidade da precipitação, R . Recordando a equação (14-4) a questão reside em procurar

exprimir $n(D_0)$, um termo da integranda, em função da grandeza R . A existência de uma relação entre a intensidade do eco e a intensidade da precipitação, implica que esta última se relacione com a distribuição de diâmetros das gotas, qualquer que seja o tipo de precipitação e o processo físico pelo qual as gotas se formaram. Ora, quando se tenta descrever o espectro da chuva surge uma dificuldade resultante do facto de as gotas de chuva, pela sua grande variabilidade, terem uma forma dependente do seu tamanho, o qual não pode ser caracterizado por uma única dimensão. Adotando o conceito de “diâmetro equivalente” D_0 , definido como o diâmetro de uma esfera com o mesmo volume da gota deformada, resolve-se esta questão e recupera-se a notação utilizada na equação (14-4).

Recorrendo a **disdrómetros**, equipamentos destinados a medir a distribuição dos diâmetros das gotas, têm sido obtidas diversas distribuições. Das campanhas observacionais realizadas em diversas áreas geográficas e sob diversos regimes de precipitação, resultaram diversas fórmulas. São tantas quantas as distribuições dos diâmetros de gotas encontradas. Em Portugal e, em geral, no continente europeu, a distribuição dos diâmetros das gotas adotada é a de Marshall-Palmer (MP)

$$Z = 200 R^{1.60} \quad (14-5)$$

em que Z se exprime em mm^6m^{-3} e R em $mm h^{-1}$. Por conveniência, tanto o factor de reflectividade radar, Z , como a intensidade da precipitação, R , se podem exprimir em decibel, nas unidades dBZ e dBR, respetivamente. O fator de reflectividade radar expresso em dBZ, é definido por:

$$Z(dBZ) = 10 \log_{10} Z \quad (14-6)$$

(convida-se à obtenção da expressão equivalente para o caso da grandeza R). Nota: as fórmulas anteriores só são válidas utilizando as variáveis de base nas unidades referidas.

Considerando as equações (14-5) e (14-6) e as dimensões físicas em que as grandezas envolvidas se exprimem, verifica-se que a logaritmização de (14-5) conduz a $Z(dBZ) = 10 \log_{10} 200 + 16 \log_{10} R$, expressão de grande importância. Com efeito, verifica-se que a gama numérica de valores da reflectividade radar é enorme se comparada com a gama de valores da intensidade de precipitação. Com efeito, a uma reflectividade de $10 mm^6m^{-3}$ corresponde uma intensidade de precipitação de $0.15 mm h^{-1}$, a uma reflectividade de $100 mm^6m^{-3}$ uma intensidade de $0.65 mm h^{-1}$, a uma reflectividade de $1000 mm^6m^{-3}$, uma intensidade de $2.73 mm h^{-1}$, e a uma reflectividade de $10000 mm^6m^{-3}$, uma intensidade de $11.5 mm h^{-1}$. A Tabela 14-1 permite concluir sobre a vantagem em compactar a escala de reflectividade recorrendo à unidade dBZ.

Tabela 14-1 – Valores de Z versus valores de R (valores aproximados)

$Z (mm^6 m^{-3})$	$Z (dBZ)$	$R (mm h^{-1})$
1.6	2	0.05
5	7	0.1
200	23	1
7962	39	10
316979	55	100
4162766	66	500
11776059	71	1000

É interessante notar que a um aumento no valor de R por uma ordem de grandeza corresponde um aumento de, apenas, 16 dBZ no respectivo valor da reflectividade. Ao interpretar-se a escala desta grandeza expressa em dBZ deverá, pois, ter-se presente que a respetiva escala foi logaritmizada e “esconde”, por essa via, a variação da correspondente intensidade da precipitação; uma diferença de 10 dBZ entre valores de reflectividade no troço inferior da escala (por exemplo, a diferença entre 5 e 10 dBZ) será bastante menos significativa, em termos da correspondente diferença das intensidades de precipitação, do que a mesma diferença no troço superior da mesma escala (por exemplo, a diferença entre 50 e 55 dBZ).

Exercício 14-1. A baixa altitude, um radar meteorológico mediu o valor de 30 dBZ num ponto; à mesma altitude mas num outro ponto, o mesmo radar mediu o valor de 60 dBZ . (a) A relação entre os valores de refletividade, em dBZ , é de 1 para 2. O mesmo acontecerá com a relação entre os correspondentes valores da intensidade de precipitação que devemos esperar a baixa altitude? (considere a relação Z-R de MP) ; (b) Para o valor da refletividade de 60 dBZ , seriam semelhantes os valores da correspondente intensidade de precipitação considerando a relação Z-R de MP e a que é utilizada no arquipélago dos Açores, $Z = 300 R^{1.40}$?

(a) Uma vez que os fatores de refletividade apresentados figuram em dBZ e se pretende relacioná-los com os respetivos valores de intensidade de precipitação, dever-se-á tomar a versão logaritmizada, na base 10, da equação que define a relação Z-R de MP, ou seja, (14-5). Resolvendo esta equação em ordem a R , virá

$$R = 10^{(Z - 10 \log_{10} 200) / 16}$$

em que Z se exprime em dBZ e R em $mm h^{-1}$. Efetuando as necessárias substituições, ter-se-á para o valor de R correspondente a 30 dBZ , $R_1 \sim 2,7 mm h^{-1}$ e para o valor de R correspondente a 60 dBZ , $R_2 \sim 205.0 mm h^{-1}$. Estes dois valores, R_1 e R_2 , correspondem a diferentes ordens de grandeza. Nominalmente, os valores de Z apresentavam uma relação de 1:2, o que não se verifica para os valores de R .

(b) Segundo a relação Z-R de MP (14-5), o valor de R correspondente a 60 dBZ , como se viu em (a), é de 205.0 $mm h^{-1}$; já de acordo com a relação Z-R utilizada pelos meteorologistas norte-americanos nos Açores, a logaritmização da correspondente relação conduziria a $R \sim 328.4 mm h^{-1}$. Este exemplo mostra a influência que a relação Z-R tem no valor da intensidade de precipitação que é estimado, com base num determinado valor de refletividade

radar (o primeiro valor da intensidade de precipitação estimada corresponde a cerca de 60% do segundo!).

Breve introdução aos sistemas Doppler

Os sistemas de radar instalados há algumas décadas apenas tratavam a informação correspondente à amplitude (ou intensidade) dos sinais retrodifundidos. O desenvolvimento tecnológico veio criar uma nova classe de radares, em que foi introduzida a capacidade de ser também tratada a informação de fase dos sinais retrodifundidos. À medida que as partículas se movem, a fase dos sinais retrodifundidos pelo conjunto das partículas varia, produzindo flutuações no recetor do radar. A estas variações de fase correspondem variações na frequência das ondas eletromagnéticas; permitem medir a distribuição da componente radial das velocidades das partículas de precipitação na atmosfera, como se verá.

Considerando um alvo à distância r de um radar operando à frequência f_0 , a distância total percorrida pelas ondas electromagnéticas que o interceptam, entre a emissão e a recepção, será de $2r$, ou $2r/\lambda$ se expressa em termos do comprimento de onda, λ ; em radianos, será dada por $2\pi 2r/\lambda$, ou seja, $4\pi r/\lambda$. Assim, a fase do sinal recebido na antena será dada por:

$$\phi = -\frac{4\pi r}{\lambda} \quad (14-7)$$

A taxa de variação temporal da fase do sinal recebido (entre dois impulsos consecutivos) é dada por:

$$\frac{d\phi}{dt} = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{dr}{dt} \quad (14-8)$$

Como dr/dt representa a componente radial da velocidade do alvo (V_r), ou seja, a componente da velocidade segundo o eixo do feixe e $d\phi/dt$ a frequência angular ω_D ($\omega_D = 2\pi f_D$), a equação (14-8) pode ser reescrita como:

$$f_D = -\frac{2V_r}{\lambda} \quad (14-9)$$

em que f_D é a frequência Doppler e V_r a velocidade Doppler; esta obedece à convenção universal de sinal, sendo considerada negativa quando o movimento do alvo é em direção ao radar.

Note-se que as frequências f_D envolvidas são muito pequenas quando comparadas com a frequência de trabalho com que opera o equipamento. Por exemplo, para $\lambda = 5.5 \text{ cm}$ e $V_r = 10.0 \text{ m/s}$, $f_D = 364 \text{ Hz}$. Este valor de 364 Hz não seria registado se o sinal fosse retrodifundido por um alvo rigidamente imóvel em relação à antena. A frequência de trabalho é da ordem dos 5500 MHz !

Em sistemas de radar Doppler existe um compromisso a que é necessário atender e que se aceitará sem demonstração. Trata-se do chamado Dilema Doppler: o valor máximo da componente radial da velocidade

que um radar pode detetar sem ambiguidade (isto é, de modo inequivocamente exato) está diretamente relacionado com o valor do alcance máximo até ao qual o mesmo radar pode identificar e posicionar alvos igualmente sem ambiguidade. Este compromisso exprime-se pela equação seguinte

$$V_{max} = \frac{\lambda}{8} \frac{c}{r_{max}} \quad (14-10)$$

na qual V_{max} e r_{max} são a velocidade Doppler e o alcance máximos, respetivamente. Portanto, se o interesse operacional for o de detetar valores de velocidade máxima elevados, correspondentes ao escoamento atmosférico, deverá ter-se em atenção que o alcance não poderá ser muito elevado e vice-versa. A equação (14-10) mostra que o produto destas grandezas constitui uma constante para cada radar, o que significa que ao aumento de uma delas corresponderá o decréscimo da outra.

Na exploração da rede nacional de radares recorre-se a técnicas de processamento digital que permitem ultrapassar este dilema, compatibilizando elevados valores da velocidade máxima não ambígua com valores aceitáveis para o alcance. Estas técnicas não são objeto do presente curso.

Produtos radar

A utilização de sistemas de radar como ferramentas operacionais em previsão meteorológica requer a configuração e implantação de estratégias de rastreio e de processamento de dados adequadas. Simplificadamente, pode descrever-se uma estratégia de rastreio como uma sequência, articulada e coerente, de um conjunto de varrimentos volumétricos; um varrimento pode, por seu turno, ser considerado como um conjunto de elevações percorridas pela antena, obedecendo a uma variedade de parâmetros de configuração e processamento de sinal impostos (e. g. velocidade de rotação da antena, elevações a percorrer, tipo de varrimento, comprimento do impulso, grandezas a processar, integração de amostras de sinal no espaço e no tempo, filtragem de ecos fixos, alcance, PRF, etc); os sinais assim recolhidos e processados, são manipulados pelo sistema de processamento do radar para a geração de ficheiros correspondentes a observações em bruto (ficheiros RAW). Estes ficheiros serão sujeitos a uma mudança de coordenadas esféricas para coordenadas cartesianas e, posteriormente, manipulados por um motor que gera produtos bidimensionais (produtos interpretáveis pelo utilizador) e, a partir destes, produtos de aviso. A mudança de coordenadas deve-se à necessidade de se passar do sistema natural segundo o qual o radar observa a atmosfera (esférico), para o sistema que permite uma mais eficaz manipulação/visualização por parte dos utilizadores (cartesiano). A descrição das estratégias de rastreio configuradas para exploração operacional no IPMA não é objeto do presente curso, centrando-se a nossa atenção em diversos tipos de produto disponíveis. Esta descrição sumária será complementada na apresentação prevista em sessões on line, a qual incluirá imagens em animação de situações com interesse operacional.

PPI (Plane Position Indicator, Indicador de Posição Plana)

Trata-se do produto radar de maior simplicidade. Consiste numa projeção horizontal da superfície cónica descrita pelo feixe radar, segundo o varrimento a uma certa elevação; esta geometria de um PPI

representa-se na Figura 14.4. Podem ser construídos PPI's de diversos campos como o da refletividade radar (Z , em dBZ), o da intensidade de precipitação (R , em mm/h) ou até o da velocidade Doppler (V , em m/s). A imagem figura em coordenadas polares, como se indica na referida figura.

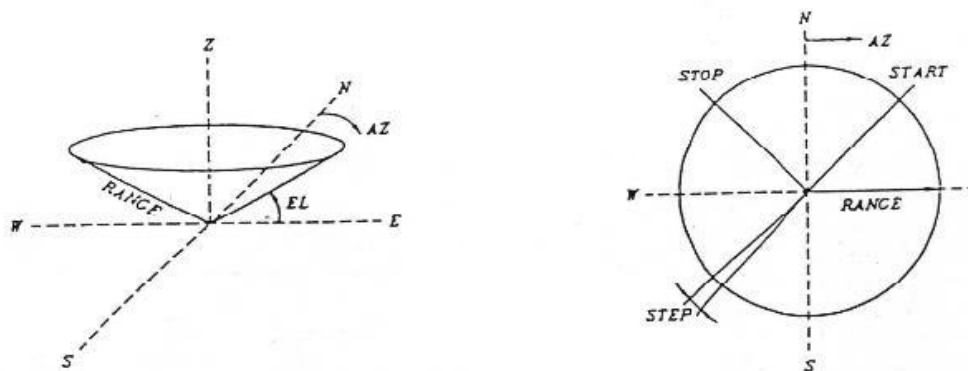


Figura 14.4 – Representação da geometria do produto PPI.

Este produto pode ser utilizado, por exemplo, para identificar de modo rápido e eficaz qualquer campo a baixa altitude. Apresenta a vantagem de ser de interpretação relativamente simples, embora esta se possa complicar no caso do campo da velocidade Doppler.

CAPPI e PCAPPI (Constant Altitude Plane Position Indicator, Indicador de Posição Plana a altitude constante e PseudoCAPPI)

Consiste na representação de uma superfície plana horizontal, construída a partir de PPI's de diversas elevações, de modo a manter uma altitude de observação aproximadamente constante, em geral próxima da superfície (da ordem de 1000m, ou inferior); esta geometria representa-se na Figura 14.5. Podem ser construídos CAPPI's a partir de diversos campos como o da refletividade radar (Z , em dBZ), o da intensidade de precipitação (R , em mm/h) ou o da velocidade Doppler (V , em m/s). Este produto já se apresenta em coordenadas cartesianas.

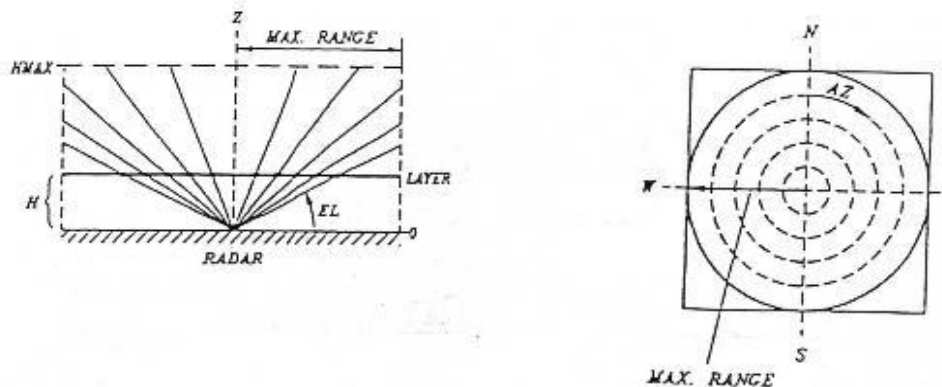


Figura 14.5 – Representação da geometria do produto CAPPI.

Os verdadeiros CAPPI praticamente não se usam, sendo preferível recorrer ao produto PseudoCAPPI, PCAPPI. O algoritmo deste último produto seleciona as observações da elevação mais baixa, a partir da distância horizontal para a qual deixou de se dispor de informação a altitude constante; também podem ser construídos PCAPPI's de diversos campos.

Este produto pode ser utilizado para monitorizar o campo da intensidade da precipitação em níveis próximos da superfície, permitindo uma utilização semi-quantitativa até cerca de 120 km da estação de radar, distância após a qual o feixe, mesmo na elevação mais baixa, se afasta demasiado do solo. Este aspeto confirma-se atendendo à Figura 14.6, que mostra o diagrama de altitude/distância, em condições de propagação normal e introduzida a correção do efeito de curvatura do globo.

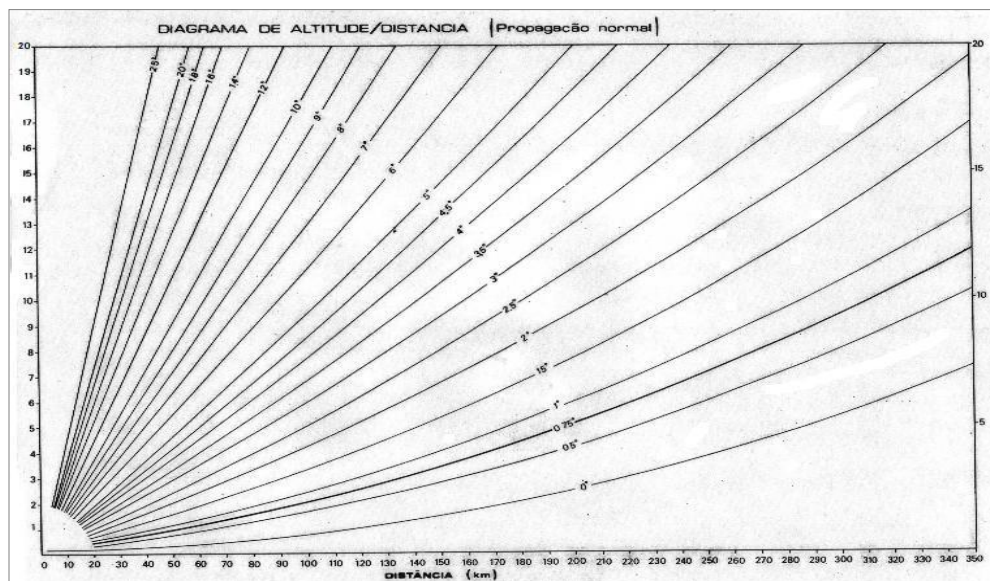


Figura 14.6 – Diagrama de Altitude (Km) /Distância horizontal (Km), para propagação normal, numa terra planificada.

SRI (Surface Rainfall Intensity, Intensidade da precipitação)

O algoritmo deste produto seleciona as observações radar que se encontrem no nível mais baixo possível, desde que estejam livres de “clutter” (ecos de solo) e de ocultações. Este produto serve, exclusivamente, para exprimir o campo da intensidade da precipitação (mm/h). Apresenta vantagens, mas também inconvenientes face ao PCAPPI: as primeiras, pelo facto de o SRI procurar observações o mais baixo possível e, portanto, mais representativas da precipitação à superfície; no entanto, o produto PCAPPI constitui uma verdadeira observação, enquanto o algoritmo do presente produto faz intervir perfis verticais de refletividade para obter o campo da intensidade da precipitação numa pseudo superfície a altitude configurável pelo utilizador. Neste sentido, sendo um produto “mais processado”, pode apresentar alguns problemas e a sua interpretação exige muita experiência operacional. Este produto também apresenta uma disponibilidade com periodicidade de 5 minutos.

RAIN1 (Precipitação horária acumulada)

Este produto resulta da integração horária, pixel a pixel, do campo gerado pelo SRI ou por um produto de tipo PCAPPI. Fornece o campo da precipitação acumulada durante o período de 1 hora e exprime-se em mm. Também pode ser integrado para um período superior a 1 hora; no IPMA é utilizado igualmente um produto com integração de 3 horas.

A sua utilização centra-se na deteção de áreas com máximos locais de precipitação horária acumulada. Este aspeto é de particular relevância quando na área em questão não há estações de superfície.

MAXZ (Máximos de refletividade)

Trata-se, porventura, do produto mais abrangente no âmbito da exploração operacional com radar meteorológico. O algoritmo identifica o valor máximo de refletividade que observa na vertical de cada pixel e projeta-o sobre o plano horizontal (pixels visíveis na zona central de uma imagem típica); repete este procedimento para identificar o valor máximo de refletividade que observa na horizontal, com projeção sobre os planos Este-Oeste (pixels visíveis à direita da zona central da imagem) e Norte-Sul (pixels visíveis acima da zona central da imagem). A apresentação da respetiva geometria, na Figura 14.7, esclarece a situação. Exprime-se em dBZ. É particularmente útil para identificar os modos de organização da convecção, no domínio do acompanhamento do desenvolvimento de perturbações na escala sinóptica e na mesoscala. Este produto pode oferecer uma mais-valia adicional em ambiente de previsão, se confrontado com diversos tipos de imagem de satélite. Frequentemente, a sua correta interpretação em ambiente operacional chama a atenção do previsor para a necessidade de aceder a outro tipo de produto radar, satélite ou outra ferramenta. A sua correta interpretação é muito útil, mas exige muita experiência operacional.

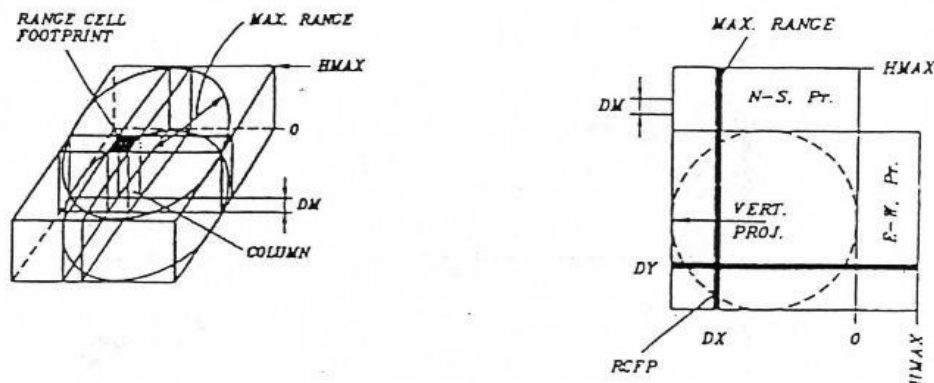


Figura 14.7 – Representação da geometria de um produto MAXZ.

Topo dos ecos

Representa o campo da altitude do topo dos ecos. O seu algoritmo pesquisa, na vertical, a localização mais elevada de um valor limiar de refletividade, bem correlacionado com a altitude do topo dos ecos observados; não fornece, em rigor, uma indicação da altitude do topo das nuvens, mas sim da altitude do topo dos ecos (em geral o topo das nuvens encontra-se um pouco acima do topo dos ecos). Exprime-se em Km.

Trata-se de um produto muito útil para a deteção de topos de nuvens particularmente elevados, o que pode ser importante no caso de coexistirem nuvens de desenvolvimento vertical em ambientes relativamente estratificados. É também importante como complemento à utilização de imagens de satélite, que contenham o mesmo tipo de informação, em ambiente de previsão: embora a observação com satélite seja mais vasta, abrangendo zonas que o radar não pode observar, este processa observações com maior resolução espacial e disponibilidade temporal, o que pode ser crítico em alguns casos.

VIL (Vertically Integrated Liquid, Conteúdo em água líquida integrado na vertical)

Consiste na integração, vertical, dos valores de refletividade posteriormente convertidos na grandeza VIL (expressa em mm), com base em relações semi-empíricas. A designação oficial é, no entanto, enganadora, uma vez que esta grandeza fornece o campo do conteúdo em água líquida e sólida, integrado verticalmente. É particularmente útil para a deteção de granizo aos vários níveis, devido aos valores muito elevados que apresenta, sempre que aquele hidrometeoro é detetado. Com efeito, embora se tenha já referido que a capacidade refletora da água apresenta o valor de 0,93 e a do gelo apenas 0,197, a definição da grandeza “fator refletividade radar” mostra a sua dependência na sexta potência do diâmetro das partículas. Por este facto, o feixe radar observa uma pedra de granizo envolto em água como uma gota de enormes dimensões, o que justifica os valores extremamente elevados de potência devolvida à antena nesses casos.

VVP (Volume Velocity Processing, perfil vertical do vento)

Trata-se do perfil vertical do vento horizontal, obtido sobre a vertical da estação de radar. O rumo e a intensidade do vento em cada nível são normalmente apresentados em notação de barbela. A discussão

do respetivo algoritmo sai fora do âmbito deste curso. Constitui-se como ferramenta de grande utilidade na identificação da natureza da advecção em camadas (advecção de ar quente e de ar frio) e identificação de situações de “shear” vertical do vento. Apresenta ainda a vantagem de permitir o acompanhamento de passagens frontais e de estar disponível com uma periodicidade de 10 minutos. No entanto, há que ter em atenção que a informação contida neste tipo de produto depende da extensão do preenchimento volumétrico de retrodifusores: em situação de bom preenchimento volumétrico, numa troposfera com precipitação, haverá muitas gotas e, portanto, razoável ou boa distribuição na vertical da estação, o que significa normalmente um perfil do vento bastante completo na vertical. Em situação de tempo seco, eventualmente sem nebulosidade, o perfil é menos extenso na vertical; mas mesmo nestes casos pode existir informação na camada limite, dada a abundante presença de insetos, que atuam como retrodifusores da radiação radar e permitem, assim, a obtenção de alguma informação sobre o escoamento atmosférico.

15. Previsão numérica do tempo

História

A relação entre pressão e o estado do tempo permitiu a utilização do barómetro como o instrumento base de uma previsão do tempo rudimentar, desde o final do século XIX. A acumulação de informação numa rede ainda muito limitada de sistemas de observação, instalados a partir de 1850 em diversos pontos da Europa e América do Norte, incluindo a partir de 1853 o Instituto Dom Luiz (então Observatório Meteorológico do Infante Dom Luiz), tornou possível a construção das primeiras cartas meteorológicas e o desenvolvimento de modelos conceptuais dos sistemas meteorológicos e seu ciclo de vida. Estes modelos conceptuais, de que se realça o modelo da perturbação frontal proposto pela escola de Bergen (Figura 12.2), foram a base da previsão operacional em todos os serviços meteorológicos até à década de 1970.

A necessidade de desenvolver métodos matemáticos de previsão do tempo foi, no entanto, muito clara desde os finais do século XIX, em particular para Vilhelm Bjerknes que em 1904 defendeu o recurso às equações da mecânica de fluidos e da termodinâmica para a previsão da evolução futura da atmosfera, e a necessidade do estabelecimento de um sistema de observação em 3 dimensões, i.e. incluindo a realização de sondagens. Bjerknes defendeu em particular que a previsão do tempo deveria ser considerada como “um problema de valores iniciais em física matemática”, i.e. como a solução de um sistema de equações diferenciais, dado o estado inicial do sistema (a partir de observações).

A primeira tentativa real de aplicação de um tal sistema de previsão viria a ser realizada por Lewis Richardson numa monografia famosa (Richardson, 1922). Richardson abordou pela primeira vez o problema da discretização das equações da atmosfera, seguindo a formulação de Bjerknes (1904), mas com inúmeras simplificações inerentes às dificuldades do cálculo a efetuar manualmente. Richardson ensaiou a metodologia proposta numa região da Europa central (Figura 15.1) recorrendo a uma malha computacional bidimensional, com uma resolução horizontal de cerca de 200 km com um formato semelhante a um tabuleiro de xadrez no qual os cálculos das variáveis dinâmicas (momento linear nas direções x e y) eram efetuadas nas casas brancas e as variáveis termodinâmicas (pressão e temperatura) eram efetuados nas casas pretas (Figura 15.2). Os resultados numéricos obtidos por Richardson foram muito pouco animadores: o modelo previu uma subida da pressão à superfície a uma taxa irrealista de 145 hPa/6h, quando as observações indicavam uma variação real de -1 hPa/6h.

O falhanço da primeira tentativa de previsão numérica do tempo não desviou Richardson da defesa da necessidade de apostar numa metodologia de desenvolvimento de modelos numéricos para a previsão. No preâmbulo da monografia pode ler-se:

“The scheme is complicated because the atmosphere is complicated. But it has been reduced to a set of computing forms. These are ready to assist anyone who wishes to make partial experiment forecasts from such incomplete observational data as are now available. In such a way it is thought that our knowledge of meteorology might be tested and widened, and concurrently the set of forms might be revised and simplified. Perhaps some day in the dim future it will be possible to advance the

computations faster than the weather advances and at a cost less than the saving to mankind due to the information gained. But that is a dream.” In Richardson LF, 1922, Weather Prediction by Numerical Processes, Cambridge University Press, 250pp.

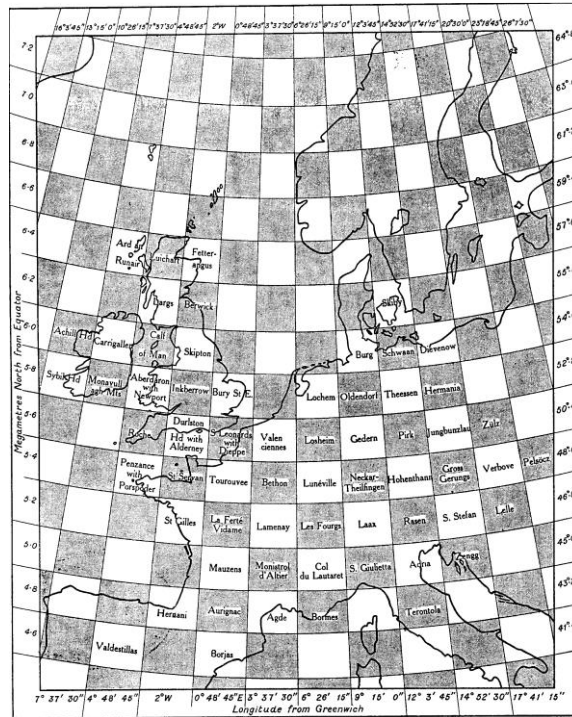


Figura 15.1 – Malha computacional ensaiada por Richardson (1922), com uma resolução horizontal de cerca de 200km. No centro das caixas cinzentas eram calculadas a temperatura e pressão, sendo o momento linear calculado no centro das caixas brancas. O modelo era puramente horizontal.

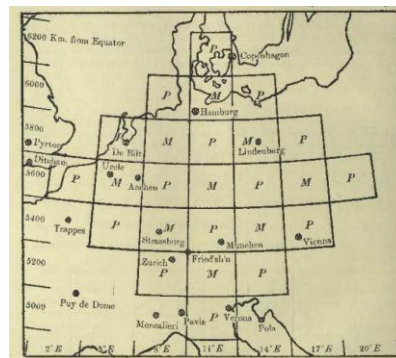


Figura 15.2 – Subconjunto da malha da Figura 15.1 utilizado nos cálculos de Richardson (1922). As caixas P correspondem a regiões de cálculo da pressão e temperatura, nas caixas M são calculadas as duas componentes horizontais do momento linear.

As razões do insucesso dos cálculos de Richardson só viriam a ser progressivamente compreendidas décadas mais tarde. A discretização das equações, i.e. a substituição das derivadas parciais por diferenças finitas numa malha discreta, como foi utilizado em capítulos anteriores no cálculo da divergência e do

rotacional de campos vetoriais (cf. Capítulo 8), implica uma restrição das *escalas* que podem ser descritas pelo modelo numérico. Assim, uma malha com 400 km de resolução, que é a resolução efetiva do sistema utilizado por Richardson para cada campo de variáveis, só pode seguir perturbações cujo comprimento de onda seja superior a 800 km. As equações da meteorologia, no entanto, representam processos associados a perturbações de muito menor escala horizontal, como por exemplo ondas sonoras e ondas gravíticas internas, perturbações essas que são reais e vão afetar igualmente as observações locais utilizadas para definir o estado inicial da atmosfera. Na falta de procedimentos adequados para lidar com este “ruído”, filtrando-o das equações e do estado inicial, é inevitável que o modelo apresente resultados irrealistas.

A primeira previsão bem sucedida do estado da atmosfera viria a ser realizada sob a direção de Jule Charney em 1950 (Figura 15.3). Charney, Fjortoff e von Neuman utilizaram um modelo altamente filtrado, na chamada aproximação *quase-geostrófica*, caracterizada por equilíbrio hidrostático e por um escoamento aproximadamente geostrófico. Neste modelo não existem ondas sonoras nem ondas gravíticas internas e o estado inicial foi igualmente filtrado. O modelo foi aplicado ao nível dos 500 hPa, utilizando métodos numéricos entretanto desenvolvidos e realizou uma previsão realista da evolução do estado da troposfera média. O modelo quase-geostrófico bidimensional de Charney, Fjortoff e von Neuman apesar de extremamente simples, quando comparado com os modelos atuais, só pôde ser utilizado com o aparecimento dos primeiros computadores digitais, sendo ele um dos primeiros projetos do famoso computador ENIAC.

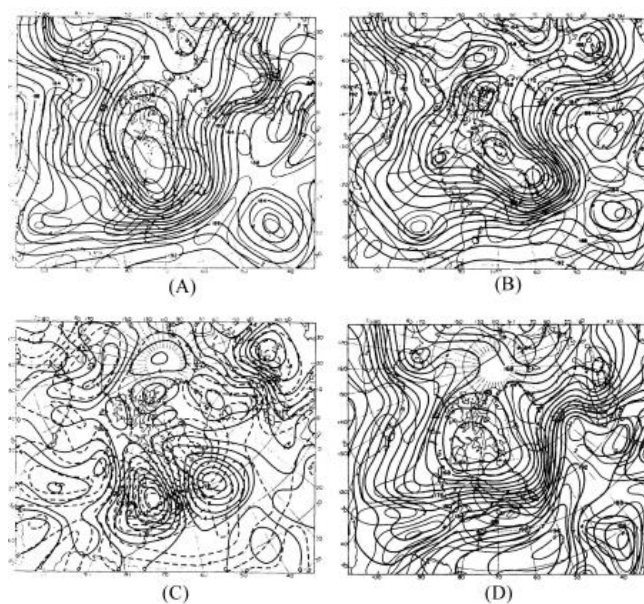


Figura 15.3 – Primeira previsão bem sucedida da evolução do geopotencial aos 500 hPa (Charney, Fjortoff & von Neuman, 1950).

Nas décadas seguintes a evolução da previsão numérica acompanhou de perto a evolução da capacidade computacional. Inicialmente o desenvolvimento deu-se com modelos quase-geostróficos com múltiplas camadas. Progressivamente veio a ser adotado o sistema de *equações primitivas*, onde se utilizam

versões pouco filtradas das equações, em que se mantém no entanto a aproximação hidrostática. Este sistema de equações é ainda utilizado pela generalidade dos modelos globais. Mais recentemente, temos assistido ao desenvolvimento de aproximações não hidrostáticas, principalmente em modelos de área limitada, em que se representam explicitamente todos os processos dinâmicos (incluindo ondas gravíticas internas) com exceção das ondas sonoras. Estes modelos podem apresentar vantagem na representação de tempestades convectivas, com forçamento topográfico ou não, em que as velocidades verticais e as taxas de precipitação podem atingir valores muito elevados.

O primado da previsão numérica na operação dos serviços meteorológicos tem origem, no caso europeu, no estabelecimento do ECMWF (*European Centre for Medium Range Weather Forecasts*), em 1979, num processo que haveria de ter impacto global e definir o *standard* da previsão numérica moderna. O ECMWF focou a sua atividade, desde a fundação, no desenvolvimento de um sistema de previsão a **médio prazo**, i.e. para o horizontal temporal entre 3 e 10 dias, numa altura em que as previsões a curto prazo (24 a 72h) ainda eram relativamente pouco fiáveis.

Horizontes de previsão

Apesar de a previsão operacional ser hoje frequentemente baseada em **modelos de previsão a médio prazo** (3-10 dias), os serviços meteorológicos disponibilizam produtos de previsão para diferentes horizontes temporais, utilizando diferentes metodologias. Esses horizontes incluem a previsão imediata ou **nowcasting**, utilizada para apoio à aeronáutica e à proteção civil e associada ao diagnóstico em **tempo real** de sistemas ativos ou a previsões a muito curto prazo (tipicamente até 3h), a previsão a **curto prazo** (até 3 dias), a previsão a **médio prazo** (3-10 dias), até à **previsão sazonal** (1-6 meses).

O sistema de **nowcasting** baseia-se na utilização conjunta de sistemas de observação remota e pontual, com ênfase para os produtos radar e satélite discutidos nos capítulos 13 e 14, e destina-se essencialmente ao acompanhamento de situações de tempo severo nas quais a informação meteorológica é uma condicionante fundamental de tomadas de decisão rápida. A utilização desses produtos requer um nível elevado de especialização dos previsores.

O sistema de previsão a curto prazo (1 a 3 dias) pode utilizar um conjunto alargado de modelos, incluindo as previsões de maior resolução dos modelos de previsão a médio prazo como o IFS do ECMWF, atualmente com cerca de 16 km de resolução horizontal, e previsões realizadas localmente com modelos de área limitada como o WRF, o ALADIN ou o AROME, os dois últimos operacionais no IPMA há vários anos. Nestes modelos de área limitada são possíveis resoluções horizontais de poucos kms, o que apresenta vantagens na representação do forçamento topográfico em regiões de terreno complexo, como é o caso de Portugal continental e ilhas. Os modelos de área limitada necessitam de receber informação de condições fronteira produzida em modelos globais.

A previsão a médio prazo (3-10 dias) é realizada operacionalmente em poucos centros de previsão global (como o ECMWF, o NCEP americano e alguns serviços meteorológicos de países de grande dimensão) com modelos globais com resoluções horizontais presentemente no intervalo de 15 a 50 km. Estes modelos são, atualmente, o centro do sistema global de análise e previsão do tempo, visto que eles produzem não

só as suas próprias previsões como estabelecem as condições de partida para todas as outras previsões numéricas.

Para horizontes temporais acima dos 10 dias e até vários meses, alguns centros globais de previsão, como o ECMWF, o NCEP, o UKMetOffice, a Météo-France e outros, produzem produtos de previsão a muito longo prazo cujo objetivo é o apoio à previsão sazonal. Estes produtos baseiam na utilização de técnicas de previsão de **ensemble**, nas quais um conjunto alargado de várias dezenas de simulações é analisado estatisticamente para inferir probabilidades de ocorrência de períodos com condições meteorológicas longe da média climatológica.

Análise meteorológica

A previsão do tempo é um **problema misto** no qual a solução de um sistema de equações diferenciais às derivadas parciais depende de **condições iniciais** e de **condições fronteira** (espaciais). No caso das previsões obtidas por modelos globais, que incluem necessariamente um modelo atmosférico e um modelo de solo, as condições fronteira correspondem a valores da temperatura da superfície do oceano (SST – *Sea Surface Temperature*), temperatura e humidade na base do modelo de solo, e forçamentos externos (radiação solar no topo da atmosfera, emissões de gases e partículas). Como estas condições fronteira variam muito lentamente e podem ser consideradas constantes em períodos de dias a meses, o problema é, como notou V. Bjerknes, essencialmente um **problema de valores iniciais**. O estabelecimento do estado inicial do sistema assume, portanto, um papel central no ciclo de previsão.

Os campos meteorológicos que definem estado tridimensional da atmosfera observado num dado instante constituem a **análise**. A análise não é uma simples compilação de observações. Como as observações são produzidas de forma muito heterogénea por vários sistemas, incluindo medições locais de variáveis e campos calculados a partir de imagens de deteção remota, com diferentes amostragens no tempo e no espaço, e diferentes níveis de erro, a análise também não pode ser produzida por simples interpolação espacial dos campos medidos ou inferidos. Num sistema moderno de previsão do tempo, a produção da análise é o resultado de um processo de **assimilação de dados** muito complexo, que se inicia com a compilação e aceitação ou rejeição das observações disponíveis dos vários sistemas globais e locais, em confronto com uma estimativa à priori do estado da atmosfera fornecida por um modelo de previsão (designado por **first guess**) e que num processo de **otimização** multivariado em que são impostas condições de equilíbrio dinâmico entre as diferentes variáveis leva à produção da **análise**. O sistema de assimilação de dados mais sofisticado disponível, desenvolvido pelo ECMWF, utiliza uma metodologia designada por **4DVAR**, na qual a otimização do estado inicial é feita não só nas três dimensões espaciais como ao longo de um período temporal determinado, permitindo assim a integração de observações disponíveis não só na hora da análise como nos períodos vizinhos.

A análise é uma peça essencial da previsão mas também, crescentemente, uma base fundamental para a análise climática global e regional, visto que nos oferece a melhor integração possível do sistema de observações. Dada a dependência da análise quer do modelo de previsão (que fornece a **first guess** e é utilizado no processo de otimização) e de outros detalhes do processo de assimilação de dados, a utilização de sequências contínuas de análises para estudos climatológicos só é possível com um sistema

homogéneo de assimilação, razão pela qual se produzem bases de dados de *reanálise*, calculadas, cada uma delas, com um sistema idêntico. A mais recente análise do ECMWF é designada por ERA-Interim e cobre o período mais recente, desde 1979, no qual a contribuição das observações de satélite é relevante.

Equações primitivas

No sentido de clarificar a operação de um modelo numérico é útil listar o sistema básico de equações primitivas, onde se omitem inúmeros detalhes técnicos, em particular os que resultam da geometria esférica. Vamos utilizar a pressão como coordenada vertical, como é usual nestes modelos. Estas equações incluem as duas equações do movimento horizontal:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} - \omega \frac{\partial u}{\partial p} - \frac{\partial \phi}{\partial x} + fv + D_u \quad (15-1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} - \omega \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\partial \phi}{\partial y} - fu + D_v \quad (15-2)$$

A equação do equilíbrio hidrostático, que substitui a equação do movimento vertical:

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\frac{p}{R_d T} \quad (15-3)$$

A equação da termodinâmica:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta}{\partial x} - v \frac{\partial \theta}{\partial y} - \omega \frac{\partial \theta}{\partial p} + Q_R + Q_L + D_\theta \quad (15-4)$$

As equações de balanço das diferentes fases de água (vapor, líquido, sólido):

$$\frac{\partial q_k}{\partial t} = -u \frac{\partial q_k}{\partial x} - v \frac{\partial q_k}{\partial y} - \omega \frac{\partial q_k}{\partial p} + S_{q_k} + D_{q_k} \quad (15-5)$$

A equação de conservação da massa (ou da continuidade):

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (15-6)$$

E a definição de temperatura potencial:

$$\theta = T \left(\frac{p}{p_{00}} \right)^{-\kappa} \quad (15-7)$$

As 7 equações anteriores contém 7 variáveis ($u, v, \omega, \theta, \phi, q_k, T$), indicando que se trata de um problema bem posto. Existem, no entanto, dois tipos de equações, as equações (15-1), (15-2), (15-4) e (15-5) são equações de **prognóstico**, visto que permitem calcular o valor das variáveis correspondentes (u, v, θ, q_k) no futuro, em função de valores conhecidos num dado instante. As outras equações são designadas por equações de **diagnóstico**. Muitas outras equações de diagnóstico são, em geral, incluídas no pós-processamento das simulações, com o objetivo de calcular (diagnosticar) variáveis que não são necessárias para a integração do modelo mas são importantes para os previsores. Exemplos destas variáveis de diagnósticos são apresentadas em figuras nas secções seguintes (humidade relativa, temperatura potencial do termómetro molhado, Figura 15.6), mas existem inúmeros outros diagnósticos que são produzidos e analisados.

Integração do modelo

A solução numérica das equações diferenciais ((15-1)-(15-7)) requer a sua discretização no espaço e no tempo. Na aproximação mais simples, inicialmente proposta por Richardson e ainda utilizada na maioria dos modelos, as derivadas são substituídas por **diferenças finitas**, uma metodologia já ensaiada no capítulo 8, no cálculo da vorticidade e divergência. Como exemplo, vamos considerar a equação da termodinâmica (15-4). Nessa equação, cada uma das variáveis é uma função contínua do espaço e do tempo, i.e. $\theta = \theta(x, y, p, t)$ (notar que a coordenada vertical é a pressão). Na forma discreta, cada uma das variáveis pode escrever-se na forma $\theta = \theta_{i,j,k}^n = \theta(x_i, y_j, p_k, t_n)$, onde as coordenadas (x, y, p, t) só são definidas nos pontos da malha discreta. Num dado ponto de malha (x_i, y_j, p_k, t_n) as derivadas são substituídas por diferenças finitas, por exemplo por diferenças centradas:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} \equiv \frac{\theta_{i,j,k}^{n+1} - \theta_{i,j,k}^{n-1}}{2\Delta t} \quad (15-8)$$

Ou, no caso das derivadas espaciais:

$$\frac{\partial \theta}{\partial x} \equiv \frac{\theta_{i+1,j,k}^n - \theta_{i-1,j,k}^n}{2\Delta x} \quad (15-9)$$

Aplicando esta metodologia a todos os termos da equação (15-4), e resolvendo para o único termo futuro (em t_{n+1}), obter-se-ia (se todas as variáveis fossem definidas na mesma malha, o que não é geralmente o caso):

$$\begin{aligned} \theta_{i,j,k}^{n+1} = & \theta_{i,j,k}^{n-1} - \frac{\Delta t}{\Delta x} u_{i,j,k}^n (\theta_{i+1,j,k}^n - \theta_{i-1,j,k}^n) - \frac{\Delta t}{\Delta y} v_{i,j,k}^n (\theta_{i,j+1,k}^n - \theta_{i,j-1,k}^n) \\ & - \frac{\Delta t}{\Delta p} \omega_{i,j,k}^n (\theta_{i,j,k+1}^n - \theta_{i,j,k-1}^n) + Q_{R,i,j,k}^n + Q_{L,i,j,k}^n + D_{i,j,k}^n \end{aligned} \quad (15-10)$$

Se o estado da atmosfera for conhecido no espaço de tempo n e no passo anterior ($n - 1$) a equação (15-10) permite calcular a distribuição da temperatura potencial discretizada no passo de tempo futuro ($n + 1$), desde que sejam fornecidas condições fronteira adequadas. A metodologia exemplificada na equação (15-10) é uma metodologia clássica usável, designada por **leapfrog**. Os modelos modernos tendem a utilizar metodologias mais elaboradas, mas os conceitos básicos mantêm-se aplicáveis: a integração numérica do modelo consiste num processo iterativo, no qual a partir de um estado inicial se calculam progressivamente estados sucessivos do sistema (atmosfera+solo, atmosfera+solo+oceano, etc., consoante o modelo) até ao horizonte de previsão. Os parâmetros Δx , Δy , Δp , Δt , definem a **resolução** do modelo em cada uma das direções coordenadas. Em geral Δt é mantido constante ao longo da integração, Δx , Δy e Δp são independentes do tempo mas podem variar de ponto para ponto.

Parametrizações

As equações ((15-1)-(15-7)) incluem um conjunto de termos extra (para além das variáveis principais já identificadas), cujo conhecimento é essencial para a obtenção da solução. Esses termos estão presentes em todas as equações de prognóstico e representam processos ou forçamentos que não são descritos por estas equações, mas são essenciais. Assim nas equações (15-1) e (15-2) aparecem os termos D_u e D_v , que representam um conjunto de processos de **pequena escala** incluindo a **difusão molecular**, devida à **viscosidade**, os efeitos da **turbulência** e de **ondas internas**. Na equação (15-4), de prognóstico da temperatura potencial, encontram-se 3 termos forçadores devidos à emissão/absorção de radiação (Q_R), às trocas de calor latente associadas às transições de fase da água (Q_L) e a processos de pequena escala (difusão molecular e turbulenta, D_θ). Nas equações de balanço das diferentes fases de água encontra-se de novo o impacto das transições de fase (S_{q_k}) e, mais uma vez da difusão molecular e turbulenta (D_{q_k}).

O cálculo dos termos referidos no parágrafo anterior é um problema muito complicado, em geral resolvido por métodos semi-empíricos que variam de modelo para modelo. Os algoritmos utilizados no seu cálculo são designados por **parametrizações**. O desenvolvimento de melhores parametrizações para cada um dos processos físicos relevantes constitui uma área fundamental de investigação e desenvolvimento em previsão numérica do tempo.

Resolução

Como foi referido, a integração numérica das equações diferenciais do modelo de previsão (e.g. (15-1)-(15-7)) exige a sua discretização. Para cada uma das variáveis meteorológicas, a discretização consiste na sua representação numa rede discreta de pontos, com uma dada **resolução espacial**, e o cálculo da sua evolução com um dado **passo de tempo**. A discretização afeta, portanto tanto o domínio espacial como o temporal. Em geral, os modelos operam com um passo de tempo fixo (e.g. 10 minutos, no modelo do

ECMWF T1279), e com uma resolução horizontal quase uniforme (e.g. cerca de 16 km no mesmo modelo ECMWF), mas uma resolução vertical muito variável (procurando, em geral, resolver com mais detalhe a camada limite atmosférica, cf Figura 15.4). A resolução horizontal tem grande impacto no desempenho, e também no custo computacional, dos modelos, nomeadamente porque os forçamentos de superfície (topográfico e associados à ocupação da superfície) têm muita estrutura espacial, aparecendo suavizados em modelos de baixa resolução. A Figura 15.5 mostra uma comparação entre a topografia associada ao modelo global do ECMWF T1279L91 (um modelo de resolução bastante alta para a escala global) e o modelo de área limitada AROME.

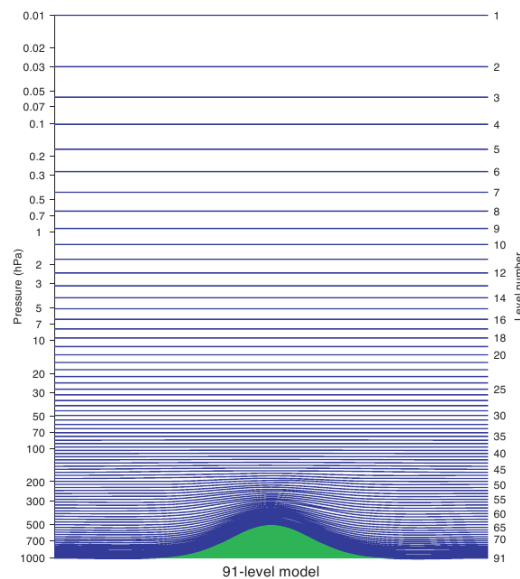


Figura 15.4 – Resolução vertical no modelo do ECMWF (T1279L91).

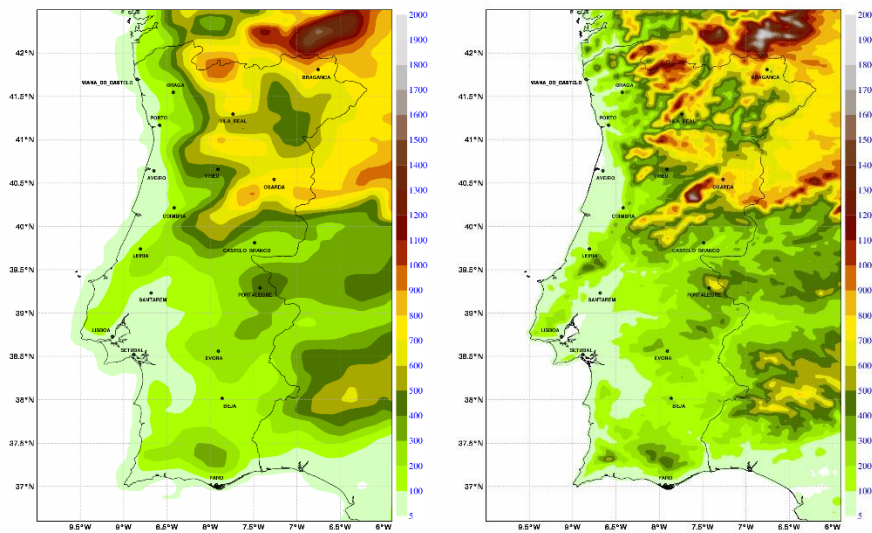


Figura 15.5 – Topografia de Portugal continental no modelo do ECMWF T1279L91 (~16 km de resolução) e no modelo AROME (~2.5km de resolução).

A construção das malhas dos modelos pode ser realizada de diversas formas. Na aproximação mais simples, os modelos utilizam **diferenças finitas**, sendo as malhas horizontais regulares numa projeção da esfera (e.g. na projeção de Mercator). Alguns modelos, especialmente os modelos globais (como o do ECMWF) utilizam o chamado **método espectral**, no qual a representação discreta é definida utilizando funções contínuas sobre a esfera, designadas por harmónicas esféricas. Neste último caso existe apesar de tudo uma resolução espacial equivalente. Assim por exemplo o modelo do ECMWF utilizado para produzir a reanálise ERA-Interim, designado por T255L60, é um modelo com uma truncatura triangular T255, correspondente a uma resolução horizontal de cerca de 70 km, com 60 níveis verticais. O modelo operacional atual do ECMWF utiliza a malha T1279L91 (resolução horizontal de cerca de 16 km, 91 níveis na vertical, Figura 15.4).

O passo de tempo e a resolução espacial não são independentes. Em geral, modelos com maior resolução espacial (menor distância entre pontos da malha espacial) são integrados com passos de tempo mais curtos, para garantir a sua **estabilidade numérica**.

Modelos numéricos usados na previsão operacional

Os centros de previsão recorrem, em geral, a vários modelos numéricos para apoiar a previsão para diferentes horizontes temporais. O **modelo global de previsão a médio prazo** é, no entanto, a base do atual sistema operacional, dado que é nesse modelo que funciona o sistema global de assimilação de dados necessário para a produção das condições iniciais de todos os modelos numéricos: a **análise**. O modelo IFS do ECMWF é o modelo global preferencialmente utilizado em Portugal e tem sido o modelo global com melhor desempenho. No ciclo atual, o modelo do ECMWF é utilizado com uma resolução espacial de cerca de 16 km. Os modelos globais são iniciados pelo menos 2 vezes por dia, às 0h e 12h UTC. No caso do modelo global GFS do NCEP, são realizadas 4 corridas: 0, 6, 12, 18 UTC. A Figura 15.6 mostra uma análise do ECMWF na região portuguesa e uma previsão a 24 h para duas variáveis (humidade relativa e temperatura potencial do termómetro molhado), onde se pode observar a progressão típica, de oeste para leste, de um sistema frontal no Atlântico NE.

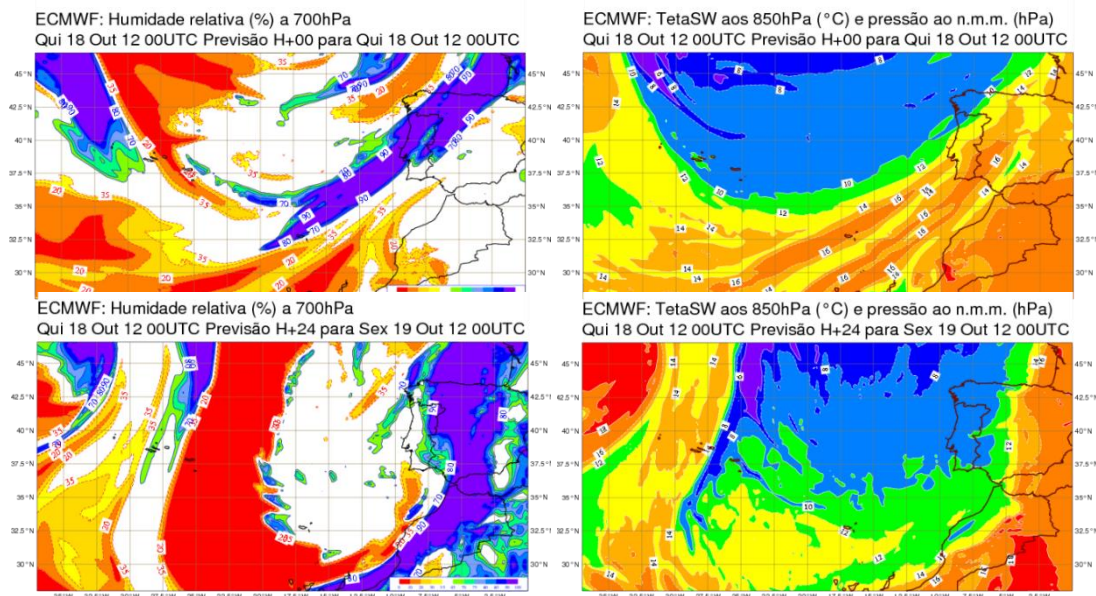


Figura 15.6 – Exemplo de uma análise (topo) e de uma previsão a 24h (base) com o modelo operacional do IFS, na região portuguesa. Na coluna da esquerda é apresentada a humidade relativa aos 700 hPa. Na coluna da direita é apresentada a temperatura potencial do termómetro molhado aos 850 hPa.

Na previsão a curto prazo, é útil recorrer também a **modelos de área limitada**, como o WRF, o AROME ou o ALADIN. Estes modelos podem ser corridos com resoluções de poucos km, representando de forma mais fiel a resposta do escoamento à topografia, e podem ser não-hidrostáticos, melhorando a representação do movimento vertical. Os modelos de área limitada, também designados por **modelos de mesoscala**, necessitam de condições iniciais e fronteira fornecidas por um modelo global (ou por outro modelo de área limitada com domínio espacial mais extenso), sendo em geral iniciados a partir de uma análise global (às 0, 6, 12 ou 18 UTC). Os modelos de área limitada têm de ser configurados por cada utilizador e podem, nalguns casos (e.g. WRF) correr em simultâneo vários domínios acoplados em diferentes malhas embebidas umas nas outras, com resolução progressivamente mais fina, numa tecnologia designada por **nesting** ou aninhamento. Esta tecnologia permite a concentração de resolução em zonas limitadas com interesse especial, por exemplo em ilhas isoladas. A Figura 15.7 mostra o exemplo de uma configuração aninhada do modelo de área limitada MM5, na região de Portugal continental, com 3 domínios de resoluções progressivamente mais finas (54, 18 e 6 km).

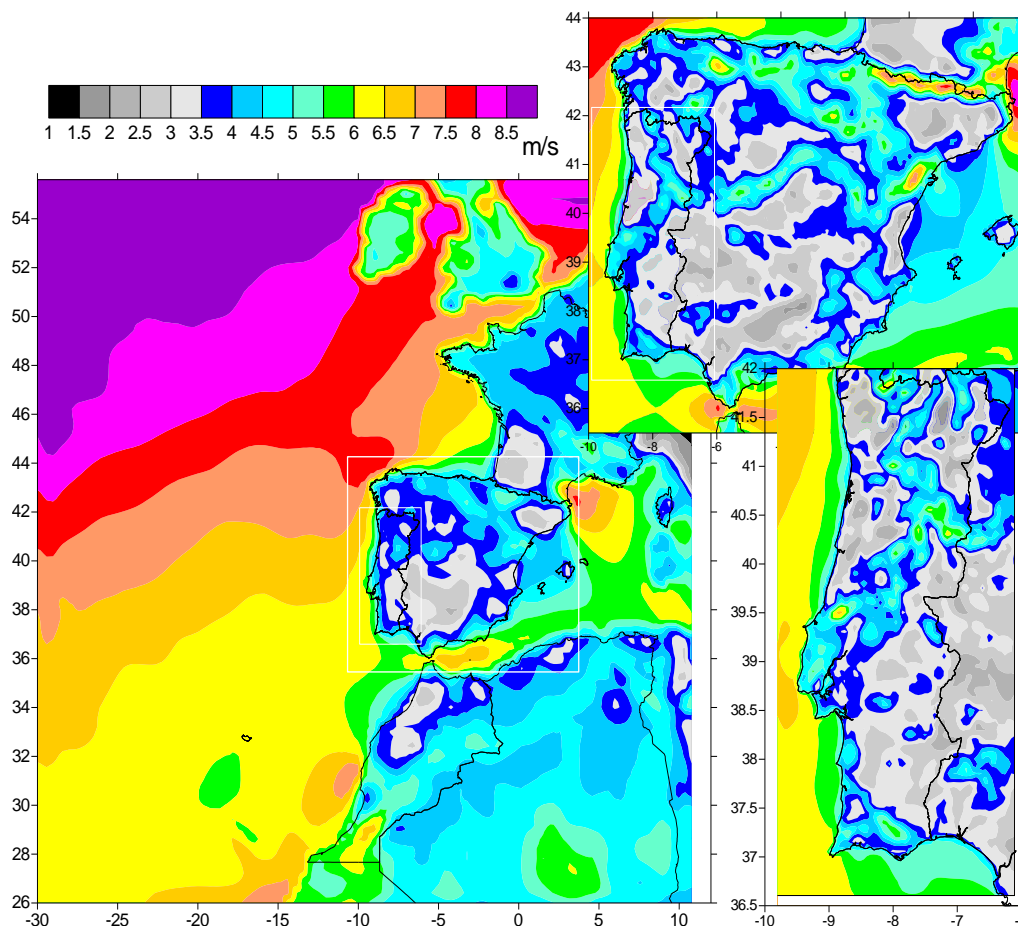


Figura 15.7 –Vento médio simulado para o ano de 2005 com o modelo MM5 em três domínios de simulação aninhados (54km×54km, 18km×18km, 6km×6km).

Incerteza e predictabilidade

O facto de ser tecnicamente possível, em termos numéricos e computacionais, integrar um modelo numérico por períodos muito prolongados, que se podem estender por vários séculos no caso das simulações climáticas, não significa que estes modelos sejam usáveis para previsão meteorológica a muito longo prazo. A Figura 15.8 mostra a evolução do desempenho do modelo operacional do ECMWF desde 1981 até 2010, medida pela qualidade da previsão do geopotencial aos 500 hPa, uma variável pouco útil para o público mas muito relevante para a dinâmica de larga escala dos modelos. Em geral, considera-se que uma previsão é utilizável para este fim (previsão meteorológica) se a correlação da anomalia do geopotencial aos 500 hPa for superior a 60%. A anomalia do geopotencial é a diferença entre o seu valor num dado instante e o valor climatológico. A Figura 15.8 mostra que a previsão é atualmente relevante aos 7 dias (>70%) mas não aos 10 dias. O que fez subir este indicador nos últimos 30 anos? Por um lado o modelo do ECMWF sofreu inúmeras modificações nas suas parametrizações e ganhou resolução de forma muito significativa. Por outro lado, os sistemas de observação e de assimilação de dados sofreram também importantes melhorias. Esta figura é frequentemente apresentada como uma demonstração do

impacto crescente dos sistemas de detecção remota que, na última década, fizeram a qualidade das simulações no hemisfério Sul serem comparáveis às do hemisfério norte.

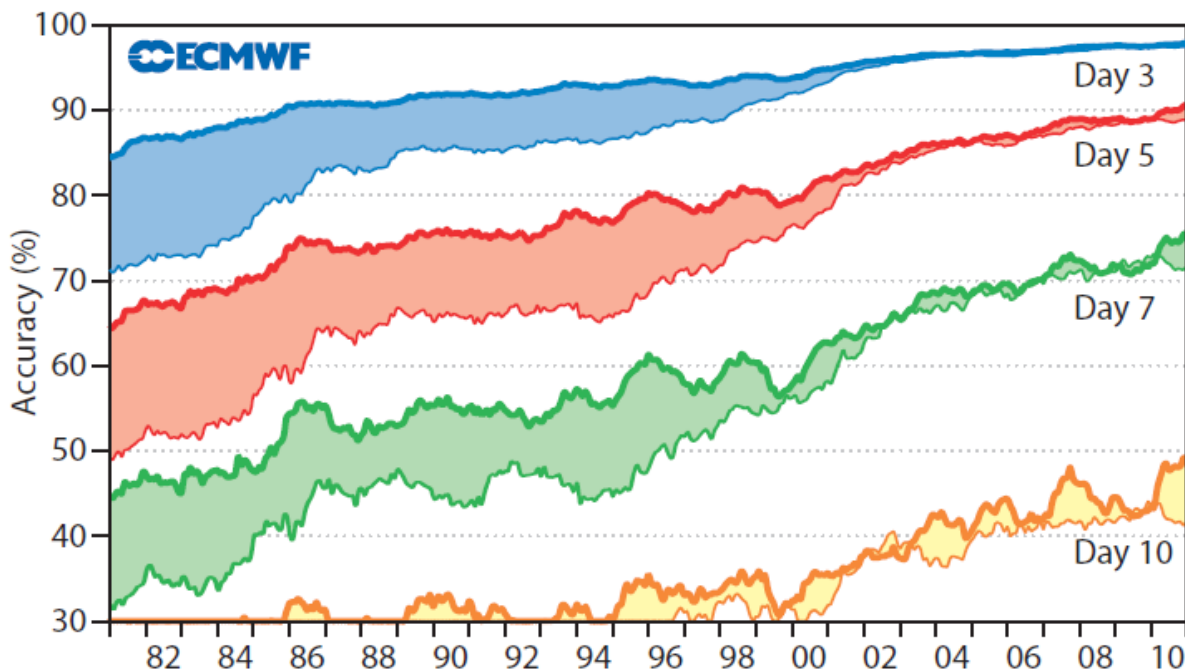


Figura 15.8 – Evolução da qualidade da previsão a diferentes horizontes temporais do modelo operacional do ECMWF: linha superior Hemisfério Norte, linha inferior Hemisfério Sul. A qualidade da previsão é aferida pela correlação entre a anomalia do geopotencial previsto e analisado aos 500 hPa. Fonte: ECMWF (2010).

A extensão do período de previsão meteorológica útil não é possível de forma indefinida. Sabe-se desde os trabalhos de E. Lorenz, a partir da década de 1970, que a atmosfera tem um **comportamento caótico**, caracterizado por **sensibilidade às condições iniciais**, traduzido no facto de duas situações meteorológicas muito parecidas poderem evoluir de forma muito distinta ao fim de vários dias. Este facto impõe um limite à predictabilidade meteorológica, para valores que se pensa serem da ordem dos 15 dias, não sendo de esperar, em geral, previsões úteis para períodos muito acima de 1 semana.

A existência de limites de predictabilidade levou ao desenvolvimento de outras metodologias de simulação, adequadas para previsões a prazos mais dilatados e para a simulação climática. Nestas simulações não se pretende prever com precisão a localização de sistemas meteorológicos particulares, o que seria impossível para além do limite de predictabilidade, mas estatísticas meteorológicas: por exemplo a probabilidade de ocorrência de precipitação acima ou abaixo da média, num período de 1 semana ou de 1 mês. A construção dessas simulações baseia-se exatamente no comportamento caótico da atmosfera. Em vez de se realizar uma simulação realiza-se um conjunto, por exemplo 50 simulações, com ligeiras diferenças no estado inicial e/ou com ligeiras diferenças na parametrização do modelo. O resultado é um conjunto de *futuros possíveis*, igualmente compatíveis com a nossa incerteza quer sobre

o estado inicial quer sobre parâmetros do modelo. A Figura 15.9 mostra o exemplo de uma mesma previsão de ensemble para Lisboa e Porto, mostrando a evolução da situação mais provável (valor central) e da incerteza (largura da mancha) ao longo da previsão. As previsões de ensemble utilizam o mesmo modelo da previsão operacional (designada por *determinista*) mas menor resolução espacial.

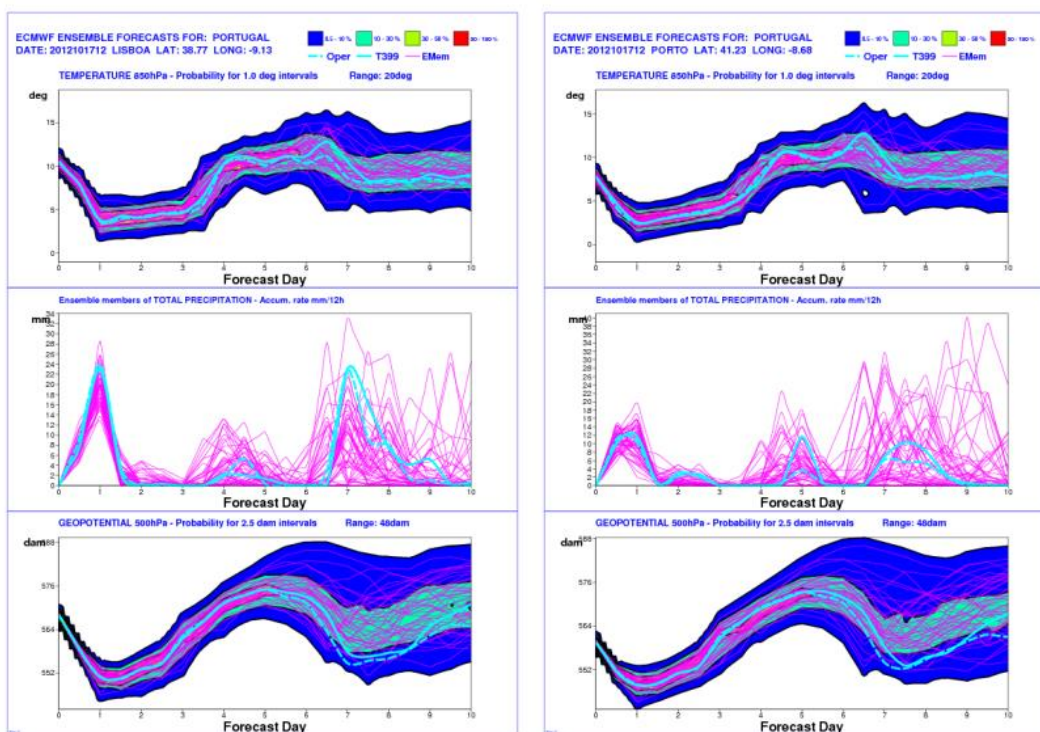


Figura 15.9 – Exemplo de uma previsão de ensemble pelo modelo do ECMWF para Lisboa (esquerda) e Porto (direita). As linhas azuis claras (cyan) identificam 2 simulações “deterministas” a diferente resolução (a linha tracejada é a de maior resolução espacial). As linhas magenta identificam membros do ensemble. O sombreamento colorido identifica bandas de probabilidade de ocorrência, calculadas com base no ensemble.

A Figura 15.10 mostra mapas de probabilidade de precipitação calculados a partir da previsão de ensemble do ECMWF para a Europa Ocidental e Atlântico, representando a probabilidade de excedência de diferentes valores de precipitação acumulada em 24 h, numa previsão a 3 dias de distância. Estes produtos podem ser extremamente úteis no apoio ao previsor, em especial na identificação de situações de tempo severo com vários dias de antecedência.

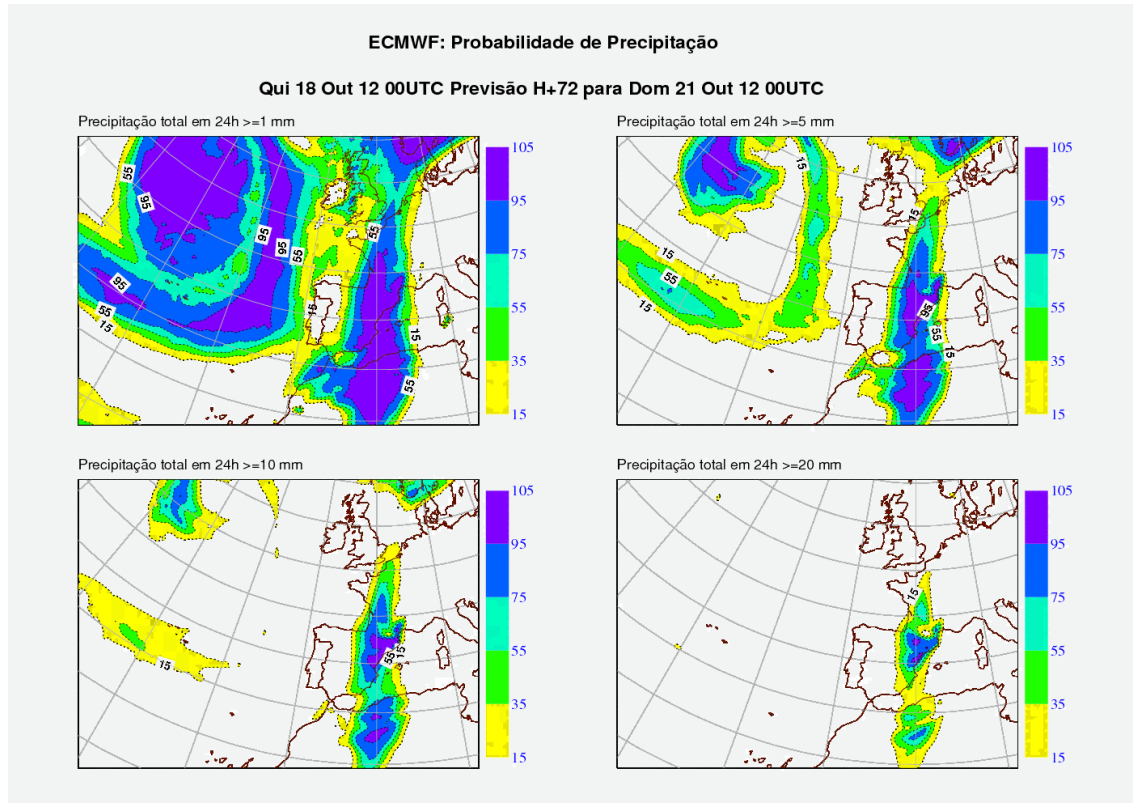


Figura 15.10 – Exemplo de uma previsão de ensemble pelo modelo do ECMWF

As previsões de ensemble tornam-se ainda mais relevantes no sistema de previsão sazonal. Neste caso, o objetivo é antever situações anómalas a vários meses de distância, tipicamente no que se refere a temperatura ou precipitação. O valor destas previsões, no momento atual, depende bastante da região geográfica considerada, sendo elas mais interessantes em regiões tropicais diretamente afetadas por *variabilidade lenta*, como é o caso do processo *ENSO (El-Niño/Southern Oscillation)*.

CONSTANTES

Constante	Símbolo	Valor
<i>Constantes universais</i>		
Constante de gravitação	G	$6.673 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
Constante de Planck	h	$6.6262 \times 10^{-34} \text{ J s}$
Constante de Stefan-Boltzmann	σ	$5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$
Constante de Wien	c_w	$2897 \text{ K } \mu\text{m}$
Velocidade da luz no vácuo	c	$2.998 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Número de Avogadro	N_A	$6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Constante de Boltzmann	k	$1.381 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Constante dos gases ideais	R^*	$8.3143 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$
Volume de 1 mol de gas ideal a 0°C, 1 atm (ptn)		22.415 l
<i>Propriedades do ar</i>		
Peso molecular médio do ar seco	M_{as}	28.964 u.m.a.
“Constante” dos gases ideais para o ar seco	R_{as}	$287.05 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Calor específico a pressão constante do ar seco	c_p	$1005 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Calor específico a volume constante do ar seco	c_v	$718 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Condutividade térmica do ar seco (ptn)	λ	$2.40 \times 10^{-2} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Viscosidade cinemática do ar seco (ptn)	ν	$1.34 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
<i>Propriedades da água</i>		
Massa molecular	M_{H_2O}	18.016
“Constante” dos gases ideais para o vapor de água	R_{H_2O}	$461 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Calor latente de vaporização da água (a 0°C)	l_v	$2.5 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$
Calor latente de vaporização da água (a 100°C)	l_v	$2.25 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$
Calor latente de fusão da água (a 0°C)	l_f	$3.34 \times 10^5 \text{ J kg}^{-1}$
Calor específico da água líquida (a 0°C)	c_w	$4218 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Calor específico do vapor de água, a pressão constante (a 0°C)	c_{pv}	18
		$1.85 \times 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Calor específico do vapor de água, a volume constante (a 0°C)	c_{pv}	$1.39 \times 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Calor específico do gelo a 0°C	c_i	$2106 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Densidade do vapor de água em relação ao ar seco	ϵ	0.622
Massa volúmica da água (a 0°C)		1000 kg m^{-3}
Massa volúmica do gelo (a 0°C)		917 kg m^{-3}
Tensão de vapor de saturação (a 0°C)	e^{sat}	610.7Pa
<i>Planeta Terra</i>		
Constante solar	S	$1.37 \times 10^3 \text{ W m}^{-2}$
Velocidade angular da Terra	Ω	$7.292 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
Raio médio da Terra	R_T	6371 km
Distância média Terra-Sol (1 unidade astronómica)	R_{TS}	$1.5 \times 10^{11} \text{ m}$
Aceleração da gravidade (valor de referência)	g	9.80665 m s^{-2}
Pressão de referência à superfície	p_0	1013.25 hPa
<i>Outras</i>		
Constante de von Karman	k	0.4