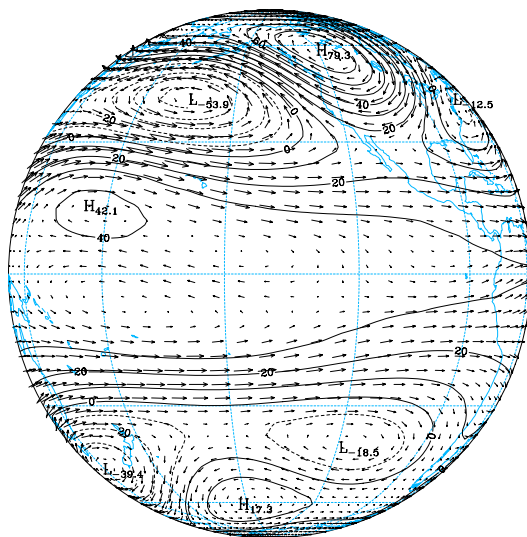


José Manuel
Henriques
Castanheira

Variabilidade Climática da Circulação Atmosférica à Escala Global





**José Manuel
Henriques
Castanheira**

**Variabilidade Climática da Circulação
Atmosférica à Escala Global**

dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Doutor em Física, realizada sob a orientação científica do Doutor Carlos da Camara, Professor Auxiliar do Departamento de Física da Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa, e do Doutor Alfredo Rocha, Professor Auxiliar do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

o júri

presidente

Doutor Manuel Carlos Serrano Pinto
professor catedrático da Universidade de Aveiro

Doutor Alfredo Moreira Caseiro Rocha
professor auxiliar da Universidade de Aveiro

Doutor Carlos do Carmo de Portugal e Castro da
Camara
professor auxiliar da Faculdade de Ciências da Universidade
de Lisboa

Doutor Hans Friedrich Graf
senior scientist of the Max-Planck Institute for Meteorology -
Hamburgo, Alemanha

Doutora Jean Patricia Palutikof
reader of the Climatic Research Unit - University of East An-
glia - Inglaterra

Doutor João Alexandre Medina Corte Real
professor associado da Faculdade de Ciências da Universidade
de Lisboa

Agradecimentos

Desejo exprimir a minha gratidão ao Prof. Doutor Carlos da Camara e ao Prof. Doutor Alfredo Rocha pelo constante encorajamento e pelo empenho e amizade com que me orientaram ao longo deste trabalho.

Quero também agradecer ao Professor Ian Simmonds, que nos cedeu o Modelo de Circulação Global da Atmosfera da Universidade de Melbourne.

À minha mulher Lurdes, agradeço a compreensão que sempre me demonstrou, o carinho e o apoio moral que sempre me deu. A Ela e aos meus filhos João Francisco e José Pedro dedico este trabalho.

Resumo

Apresenta-se um estudo da Variabilidade Climática da Circulação Atmosférica Global para os meses de Dezembro, Janeiro e Fevereiro, baseado numa análise simultânea dos campos do geopotencial e do movimento horizontal, através de uma expansão daqueles campos numa base de modos normais das equações primitivas linearizadas.

Numa primeira parte (Capítulo 3), procedeu-se à análise da Variabilidade Climática simulada por um conjunto de 10 integrações paralelas e independentes da versão VII.1 do AGCM da Universidade de Melbourne, todas forçadas pelos mesmos campos observados das SSTs e da cobertura de gelos oceânicos, durante o período de Janeiro de 1979 a Dezembro de 1988. A fim de se reduzir a dimensionalidade dos dados de base, os campos do vento horizontal e do geopotencial foram expandidos nos modos normais da atmosfera de referência do modelo, permitindo realizar uma filtragem consistente dos campos de massa e do movimento da atmosfera. Através de uma análise de variância realizada sobre os coeficientes da expansão nos modos normais, a variabilidade da circulação foi decomposta nas suas componentes livre e forçada.

Os modos de variabilidade da Circulação Global foram identificados através de uma análise em componentes principais complexas (CPCA), também realizada sobre os coeficientes da expansão nos modos normais. Os padrões de variabilidade forçada foram obtidos realizando a CPCA sobre os valores médios das 10 simulações para cada mês de cada ano, sendo os padrões de variabilidade livre identificados realizando a CPCA sobre os desvios dos valores simulados para cada mês em relação aos respectivos valores médios das 10 simulações. Com este método de análise, os padrões de teleconexão do Pacífico/América do Norte (PNA) e da Oscilação do Atlântico Norte (NAO) surgiram como padrões de variabilidade livre da Circulação Global. No caso da variabilidade forçada, realçam-se dois padrões, um para a componente barotrópica e outro para a quarta componente baroclínica, ambos relacionados com o efeito global devido às anomalias das SSTs associadas ao "ciclo" El Niño/Oscilação Austral.

Numa segunda parte (Capítulo 4), procedeu-se ao estudo da variabilidade da Circulação Global representada pelas reanálises do National Centers for Environmental Prediction (NCEP), referentes ao período de Janeiro de 1973 a Dezembro de 1996. Os campos do geopotencial e do vento horizontal foram agora expandidos na base de modos normais da atmosfera de referência das reanálises. Igualmente através de uma CPCA realizada sobre os coeficientes da expansão e tomando os resultados das simulações como referência, calcularam-se os padrões de variabilidade da atmosfera reanalizada. Os resultados obtidos com as reanálises permitiram validar os das simulações, revelando igualmente padrões de variabilidade global associados à PNA e à NAO. Identificaram-se também padrões semelhantes aos do forçamento simulado, associados com as anomalias das SSTs no Pacífico tropical.

Por fim, dada a maior resolução vertical da atmosfera reanalizada, foi ainda possível investigar a variabilidade da circulação da baixa estratosfera, bem como a sua conexão com a circulação troposférica. O modo de maior variabilidade da circulação global da baixa estratosfera descreve as flutuações de intensidade do vortex polar, durante o Inverno do Hemisfério Norte, e apresenta correlação significativa com as projecções das anomalias da circulação troposférica sobre um padrão característico da NAO. O segundo modo de variabilidade da circulação estratosférica estabelece uma associação entre a fase da QBO equatorial e a fase de um padrão de anomalias da circulação estratosférica extratropical, dominado pela contribuição do número de onda zonal $s = 1$.

O estudo efectuado demonstra, de forma conclusiva, que a expansão da circulação atmosférica numa base de modos normais constitui um método, não só adequado, mas sobretudo útil para o estudo da variabilidade global da circulação, residindo essa utilidade no facto de as estatísticas da circulação poderem, assim, ser estabelecidas com base nas variáveis primitivas da circulação global e não apenas em informação proveniente de uma variável 'proxy' da circulação, tal como, por exemplo, o campo do geopotencial aos 500 hPa.

Abstract

A study on Climatic Variability of the Atmospheric Global Circulation for the months of December, January and February is presented, based on a simultaneous analysis of the geopotential and horizontal motion fields, by means of an expansion on a base of normal modes of the linearized primitive equations.

In a first part (Chapter 3), an analysis is presented of the Climatic Variability simulated by a set of ten parallel and independent integrations of the Melbourne University AGCM (version VII.1). All simulations were forced by the same observed SST and Sea Ice fields for the period of January 1979 to December 1988. In order to reduce the dimensionality of the simulated data set, the geopotential and horizontal wind fields were expanded on the normal modes of the model's reference atmosphere, allowing a dynamically consistent filtering of both wind and mass fields. By means of an analysis of variance, performed over the normal mode expansion coefficients, circulation variability was then partitioned into its internal and SST-forced components.

Modes of variability of the Global Circulation were identified by means of a Complex Principal Component Analysis (CPCA) that was also performed on the normal mode expansion coefficients. The forced variability patterns were obtained performing the CPCA on averaged values of the 10 simulations, that were computed for each month of each year (ensemble means). On the other hand, the internal (free) patterns of variability were obtained performing the CPCA on the deviations of monthly individual simulations from respective ensemble averages (that were used to compute the forced patterns). Based on described method, teleconnection patterns of Pacific/North America (PNA) and North Atlantic Oscillation (NAO) appear as free variability patterns of the Global Circulation. In the case of the forced variability, two conspicuous patterns were revealed, one for the barotropic and the other for the fourth baroclinic component, both related with the global effect due to the SST anomalies associated with the El Niño/Southern Oscillation 'cycle'.

In a second part (Chapter 4), a study is presented of the variability of the Global Circulation based on National Centers for Environmental Prediction (NCEP) re-analysis data, respecting to the period from January 1973 to December 1996. The geopotential and horizontal wind fields were, in this case, expanded on the normal modes of the re-analysis reference atmosphere. Variability patterns of the re-analyzed atmosphere were then calculated by means of a CPCA performed on the expansion coefficients and using previous results from simulations as a guideline. Obtained results for the re-analysis allowed to validate those obtained from the simulations, as they also revealed global variability patterns associated with PNA and NAO patterns. Circulation patterns associated with the SST anomalies in the tropical Pacific were also obtained that revealed to be in close agreement with those respecting to the forced simulated circulation.

Finally, given the greater vertical resolution of the re-analyzed atmosphere, it was also possible to investigate the variability of the low stratospheric circulation, as well as its connection to the tropospheric circulation. It was found that the largest variability mode of the low stratospheric global circulation describes the intensity fluctuations of the cyclonic polar vortex in northern winter, being significantly correlated with the projections of the tropospheric circulation anomalies onto a characteristic pattern of the NAO. The second mode of variability of the stratospheric circulation allowed to establish a connection between the phase of equatorial QBO and the phase of a pattern of extratropical stratospheric circulation anomalies, dominated by a contribution due to zonal wavenumber $s = 1$.

Performed study conclusively demonstrates that projecting the atmospheric circulation onto a base of normal modes is not only an appropriate method, but lays the grounds for studying Climatic Variability of the Global Circulation. Usefulness of such a method resides on the fact that computed statistics are based on the very primitive variables of global circulation, therefore not simply relying on information provided by a 'proxy' variable of circulation, such as the 500 hPa geopotential field.

Índice

Agradecimentos	i
Resumo	iii
Abstract	v
Lista de Figuras	xi
Lista de Tabelas	xvii
1 Introdução	1
2 Enquadramento Teórico	7
2.1 Sistema Climático	7
2.2 Estado climático	8
2.2.1 Uma noção dinâmica de estado climático	11
2.3 Sinal e ruído climáticos	13
2.3.1 Separação das variabilidades interna e forçada	14
2.4 Modos normais da atmosfera	21
2.4.1 Equações primitivas linearizadas	21
2.4.2 Funções de estrutura vertical	24
2.4.3 Funções de estrutura horizontal	26
2.4.4 Base de modos normais tridimensionais	30
3 Simulação da Variabilidade Climática	33
3.1 Descrição do modelo	34
3.2 Simulações	36
3.3 Projecção na base de modos normais	37

3.3.1	Projecção vertical	37
3.3.2	Projecção horizontal	38
3.4	Decomposição da circulação nas componentes livre e forçada	40
3.5	Análise de variâncias	41
3.6	Componente livre da energia total transiente	46
3.6.1	Componente barotrópica	47
3.6.2	Quarta componente baroclínica	55
3.7	Componente forçada da energia total transiente	59
3.7.1	Componente barotrópica forçada	60
3.7.2	Quarta componente baroclínica forçada	66
3.8	Padrões de variabilidade interna	69
3.8.1	Componente barotrópica	71
3.8.2	Quarta componente baroclínica	78
3.9	Padrões de variabilidade forçada	86
3.9.1	Componente barotrópica	86
3.9.2	Quarta componente baroclínica	89
3.9.3	Mapas de correlações das PCs forçadas com as SSTs globais	92
3.10	Projecção das reanálises do NCEP sobre os padrões simulados	94
4	Variabilidade Climática nas Reanálises do NCEP	97
4.1	Modos normais da atmosfera NCEP	97
4.2	Espectro vertical da energia total transiente	99
4.3	Componente barotrópica	101
4.3.1	Padrões de variabilidade	107
4.3.2	Padrões de variabilidade para o período Dez/76-Fev/88	121
4.3.3	Padrão de correlação canónica	125
4.4	Quarta componente baroclínica	129
4.4.1	Padrões de variabilidade	131
4.5	Quinta componente baroclínica	135
4.5.1	Padrões de variabilidade	137
4.6	Segunda componente baroclínica	154
4.7	Conexão entre as circulações da estratosfera e da troposfera	169
5	Síntese de Resultados	175

Bibliografía

181

Lista de Figuras

3.1	Estruturas verticais dos modos $m = 0, \dots, 5$	38
3.2	Energia total transiente associada aos modos de Rossby barotrópicos. . .	42
3.3	Energia total transiente dos modos de Rossby associados à quarta componente baroclínica.	43
3.4	Frequências dos valores médios de correlação relativas à PC1, em classes de amplitude 0.025, ao fim de 15000 reamostragens.	45
3.5	Espectro vertical da energia total transiente associada à componente livre da circulação.	46
3.6	Energia total transiente associada às componentes livres dos modos de Rossby barotrópicos.	47
3.7	Distribuição da energia total transiente por unidade de área (kJ m^{-2}) associada às componentes livres dos modos de Rossby barotrópicos. . .	52
3.8	Energia total transiente (kJ m^{-2}) associada aos modos de Rossby barotrópicos da atmosfera reanalisada pelo NCEP, relativa ao período de Dez/76-Fev/88.	53
3.9	Energia potencial disponível (kJ m^{-2}) associada à variabilidade total da componente barotrópica simulada (<i>em cima</i>) e da atmosfera reanalisada pelo NCEP, para o período de Dez/76-Fev/88 (<i>em baixo</i>).	54
3.10	Energia potencial disponível por unidade de área (kJ m^{-2}) associada à variabilidade livre da componente barotrópica simulada.	55
3.11	Energia total transiente associada às componentes livres dos modos de Rossby baroclínicos com índice vertical $m = 4$	56
3.12	Energia total (kJ m^{-2}) associada à variabilidade livre da quarta componente baroclínica.	57
3.13	Variabilidade livre da energia cinética (kJ m^{-2}) associada à quarta componente baroclínica.	58

3.14	Espectro vertical da energia total transiente associada à componente forçada da circulação.	59
3.15	Energia total transiente associada às componentes forçadas dos modos de Rossby barotrópicos.	61
3.16	Distribuição da energia total transiente por unidade de área (kJ m^{-2}) associada às componentes forçadas dos modos de Rossby barotrópicos.	62
3.17	Tal como na figura 3.16 mas referente à energia potencial disponível.	63
3.18	Razão sinal/ruído da variabilidade da energia total associada à componente barotrópica	64
3.19	Energia total transiente associada às componentes forçadas dos modos de Rossby baroclínicos com $m = 4$	66
3.20	Energia total (kJ m^{-2}) associada à variabilidade forçada da quarta componente baroclínica.	67
3.21	Energia cinética (<i>em cima</i>) e energia potencial disponível (<i>em baixo</i>) associadas à variabilidade forçada da quarta componente baroclínica.	68
3.22	Razão sinal/ruído da variabilidade da energia potencial disponível associada à quarta componente baroclínica.	69
3.23	Padrão associado com a primeira PC da componente livre da circulação barotrópica.	74
3.24	Tal como na figura 3.23 mas referente à segunda (<i>em cima</i>) e à terceira (<i>em baixo</i>) PCs.	75
3.25	Tal como na figura 3.23 mas referente à quarta PC.	76
3.26	Padrões associados à segunda (<i>em cima</i>) e à terceira (<i>em baixo</i>) PCs barotrópicas das médias de Inverno.	77
3.27	Padrão associado à primeira PC da variabilidade livre da quarta componente baroclínica.	81
3.28	Componente barotrópica (<i>em cima</i>) e quarta componente baroclínica (<i>em baixo</i>) da PNA.	82
3.29	Igual à figura 3.28 mas para o outro hemisfério.	83
3.30	Componente barotrópica (<i>em cima</i>) e quarta componente baroclínica (<i>em baixo</i>) da NAO.	84
3.31	Igual à figura 3.30 mas para o outro hemisfério.	85
3.32	Padrão associado com a primeira PC da componente forçada da circulação barotrópica.	87

3.33	Séries temporais do <i>cold tongue index</i> (K) e da PC1 da componente barotrópica forçada.	88
3.34	Padrões associados à primeira (<i>em cima</i>) e à segunda (<i>em baixo</i>) PCs da quarta componente baroclínica forçada.	90
3.35	Campos da divergência associados com a EOF1-F(<i>em cima</i>) e a EOF2-F (<i>em baixo</i>) da quarta componente baroclínica forçada.	91
3.36	Mapas de correlações da PC1 da componente barotrópica forçada (<i>em cima</i>) e da PC2 da quarta componente baroclínica forçada (<i>em baixo</i>) com as SSTs.	93
3.37	Séries temporais do índice Niño3.4 (K) e das projecções das reanálises do NCEP sobre a EOF1-F da componente barotrópica simulada.	95
3.38	Igual à figura 3.37 mas para a quarta componente baroclínica.	95
4.1	Estruturas verticais dos modos $m = 0, \dots, 5$ da atmosfera NCEP.	98
4.2	Espectro vertical da energia total transiente da atmosfera NCEP, referente ao período de 1973-96.	100
4.3	Energia total transiente associada aos modos de Rossby barotrópicos e ao modo de Kelvin zonal ($s = 0, l = 0$).	101
4.4	Energia total transiente associada aos modos gravíticos barotrópicos que se propagam para oeste.	102
4.5	Energia total transiente associada aos modos gravíticos barotrópicos que se propagam para leste.	102
4.6	Distribuição da energia total transiente por unidade de área (kJ m^{-2}) associada aos modos de Rossby barotrópicos da atmosfera NCEP.	105
4.7	Energia cinética transiente (<i>em cima</i>) e energia potencial disponível transiente (<i>em baixo</i>) associadas à componente barotrópica da circulação extratropical da atmosfera reanalisada pelo NCEP.	106
4.8	Padrão associado com a primeira PC da componente barotrópica da atmosfera NCEP.	111
4.9	Igual à figura 4.8 mas referente à segunda PC.	112
4.10	Igual à figura 4.8 mas referente à terceira PC.	113
4.11	Projecção estereográfica polar da circulação extratropical do Hemisfério Norte associada à EOF3.	114

4.12	Mapa de correlações da PC1 da componente barotrópica com a temperatura aos 850 hPa.	115
4.13	Como na figura 4.12 mas referente à PC2.	116
4.14	Padrão associado à combinação linear $(1/\sqrt{2}) \{EOF2 + EOF1\}$	117
4.15	Padrão associado à combinação linear $(1/\sqrt{2}) \{EOF2 - EOF1\}$	118
4.16	Mapa de correlações da combinação linear 4.6 com a temperatura aos 850 hPa.	119
4.17	Como na figura 4.16 mas referente à combinação linear 4.7.	120
4.18	Série temporal da PC1 da componente barotrópica da atmosfera NCEP.	121
4.19	Padrão associado à primeira EOF da componente barotrópica, calculada com base nas observações do período de 1977-88.	123
4.20	Como na figura 4.19 mas referente à segunda EOF.	124
4.21	Padrão da componente barotrópica associado ao índice Niño3.4.	127
4.22	O mesmo que na figura 4.21 mas com a CCA calculada com base no período de Dez/76 a Fev/88.	128
4.23	Energia total transiente associada aos modos de Rossby e aos modos de Kelvin ($s \leq 3$, $l = 0$) da quarta componente baroclínica.	129
4.24	Energia total (<i>em cima</i>) e energia cinética (<i>em baixo</i>) transientes associadas à quarta componente baroclínica.	130
4.25	Padrões associados com a PC1 da quarta componente baroclínica da atmosfera NCEP, retendo na PCA os modos de Kelvin ($s \leq 3$) e os modos de Rossby com $s \leq 5$ e $l \leq 11$ (<i>em cima</i>) e considerando apenas os modos intertropicais (<i>em baixo</i>).	133
4.26	Padrão da divergência associada à EOF1 (<i>em cima</i>) e mapa de correlações da respectiva PC com as SSTs (<i>em baixo</i>). Estes mapas foram obtidos retendo-se na PCA apenas os modos intertropicais associados à quarta componente baroclínica da atmosfera NCEP.	134
4.27	Energia total transiente associada aos modos de Rossby e aos modos de Kelvin ($s \leq 2$, $l = 0$) da quinta componente baroclínica.	135
4.28	Energia total (<i>em cima</i>) e energia cinética (<i>em baixo</i>) transientes associadas à quinta componente baroclínica.	136
4.29	Padrão associado à primeira EOF da quinta componente baroclínica da atmosfera NCEP.	141
4.30	Tal como na figura 4.29 mas referente à EOF2.	142

4.31	Energia total transiente (kJ m^{-2}) da circulação projectada sobre a quinta componente baroclínica, relativa ao período de Dez/76 a Fev/88.	143
4.32	Componente barotrópica (<i>em cima</i>) e quinta componente baroclínica (<i>em baixo</i>) da NAO, calculadas com base no período de Dez/76-Fev/88.	144
4.33	Tal como na figura 4.32 mas para o outro Hemisfério.	145
4.34	Projecções estereográficas polares da componente barotrópica (<i>em cima</i>) e da quinta componente baroclínica (<i>em baixo</i>) da NAO.	146
4.35	Mapa das anomalias do vento de temperatura e da espessura da camada 850-300 hPa associadas à NAO (<i>em cima</i>) e mapa de correlações da PC1 conjunta com a temperatura aos 850 hPa (<i>em baixo</i>).	147
4.36	Componente barotrópica (<i>em cima</i>) e quinta componente baroclínica (<i>em baixo</i>) da EOF2, com base no período de Dez/76-Fev/88.	148
4.37	Tal como na figura 4.36 mas para o outro Hemisfério.	149
4.38	Projecções estereográficas polares da componente barotrópica (<i>em cima</i>) e da quinta componente baroclínica (<i>em baixo</i>) da EOF2.	150
4.39	Mapa das anomalias do vento de temperatura e da espessura da camada 850-300 hPa associadas à EOF2 (<i>em cima</i>) e mapa de correlação da PC2 com a temperatura aos 850 hPa (<i>em baixo</i>).	151
4.40	Projecções estereográficas polares da componente barotrópica (<i>em cima</i>) e da quinta componente baroclínica (<i>em baixo</i>) da EOF1 obtida pela PCA conjunta, realizada sobre o período de 1973-96.	152
4.41	Igual à figura 4.40 mas referente à EOF2.	153
4.42	Energia total transiente associada aos modos de Rossby e aos modos de Kelvin ($s \leq 2$, $l = 0$) da segunda componente baroclínica da atmosfera NCEP.	156
4.43	Energia total transiente associada à segunda componente baroclínica.	157
4.44	Projecções estereográfica polar (<i>em cima</i>) e cilíndrica equidistante (<i>em baixo</i>) do padrão associado à primeira EOF da segunda componente baroclínica da atmosfera NCEP.	161
4.45	Tal como na figura 4.44 mas respeitante à EOF2.	162
4.46	Tal como na figura 4.44 mas respeitante à EOF3.	163
4.47	Espectros horizontais das energias totais transientes associadas às três primeiras EOFs da segunda componente baroclínica.	164

4.48	Coeficientes de correlação entre as PCs 1 e 2 da segunda componente baroclínica e os valores médios zonais do vento sobre o equador, e entre a PC1 e o vento zonal médio na latitude 65° N. Representa-se também a parte estratosférica da função de estrutura vertical G_2 , dividida por 10.	165
4.49	(<i>em cima</i>) Diferença entre os campos médios do geopotencial, no nível 30 hPa da estratosfera extratropical, associados às fases de vento de oeste e de vento de leste, no nível 30 hPa da estratosfera equatorial (fase de oeste - fase de leste). (<i>em baixo</i>) A mesma diferença mas com os campos do geopotencial agrupados de acordo com as fases do vento no nível 50 hPa da estratosfera equatorial.	166
4.50	Padrões de anomalias zonais das diferenças entre os campos médios do geopotencial associados, respectivamente, às fases de oeste e de leste do vento no nível 30 hPa da estratosfera equatorial (fase de oeste - fase de leste). <i>No topo</i> representa-se o padrão das anomalias no nível 70 hPa e, <i>em baixo</i> , o padrão das anomalias no nível 50 hPa.	167
4.51	Igual à figura 4.50, mas respeitante aos campos do geopotencial nos níveis 30 hPa (<i>em cima</i>) e 20 hPa (<i>em baixo</i>).	168
4.52	Igual à figura 4.50, mas respeitante ao campo do geopotencial no nível 10 hPa.	169
4.53	Padrão de regressão associado à combinação linear (4.9) das duas primeiras EOFs da componente barotrópica.	173
4.54	Padrão ortogonal ao padrão representado na figura 4.53.	174

Lista de Tabelas

3.1	Correlações médias, \bar{r}_n , entre ensembles referentes a meses sucessivos, e probabilidade de erro, p , da rejeição da hipótese nula da homogeneidade das variâncias dos ensembles, calculada pelo método de Levene.	44
4.1	Valores dos coeficientes de correlação entre as PCs 1 e 2 da segunda componente baroclínica e os valores médios zonais da componente zonal do vento, em vários níveis estratosféricos sobre o equador.	158
4.2	Valores das correlações entre a PC1 da segunda componente baroclínica e as 10 primeiras PCs da componente barotrópica.	170
4.3	Valores das correlações entre as combinações lineares (CL) 4.9 e 4.10, as PCs 1 e 3 da segunda componente baroclínica ($m = 2$) e os índices Niño3.4 e NAO.	172

Capítulo 1

Introdução

A atmosfera constitui exemplo de um sistema caótico, na medida em que se trata de um sistema dinâmico não linear, forçado e dissipativo, em que tomados dois estados iniciais, diferindo apenas em quantidades infinitesimais das variáveis que os caracterizam, evoluem de tal forma que as suas diferenças crescem exponencialmente. De facto, ao fim de um intervalo de tempo finito, a relação entre aqueles dois estados não se distingue da relação estatística existente entre quaisquer outros dois pertencentes ao mesmo estado climático. Este comportamento da atmosfera impõe um limite temporal teórico à capacidade de se preverem os seus estados instantâneos, limite esse que é da ordem de três semanas [e.g., Lorenz, 1982; Chen, 1989]. Na prática, devido aos inevitáveis erros de observação e à incompleta amostragem das condições iniciais, bem como às imperfeições inerentes aos próprios modelos, previsões úteis da sequência diária dos estados de tempo não vão além de uma a duas semanas [e.g., Chen, 1989; Shukla, 1998].

Neste contexto, é importante notar que o limite temporal, acima referido, para a capacidade de prever a evolução dos estados instantâneos da atmosfera, se refere, apenas, à memória que o sistema conserva do seu estado inicial: trata-se, pois, de um problema de condições iniciais.

No caso das previsões sazonais, o problema é diferente do anterior. Com efeito, tal como apontado por Palmer e Anderson [1994], embora as previsões sazonais possam ainda constituir um problema de condições iniciais, através do estabelecimento da evolução lenta da fronteira inferior, em particular da temperatura da superfície dos oceanos (SST), a previsão do estado médio da atmosfera é, essencialmente, um problema de condições fronteira, as quais determinam as estatísticas dos diferentes

regimes da circulação atmosférica. A previsão das estatísticas dos regimes da circulação atmosférica, para a escala sazonal e escalas mais longas, utilizando modelos de circulação geral da atmosfera (AGCM), requer, portanto, a realização de um ensemble de integrações, todas sujeitas a idênticos campos de forçamento, em particular, todas forçadas pelos mesmos campos prescritos das SSTs e da cobertura de gelos oceânicos. De facto, a realização de um tal ensemble permitirá obter, pelo menos em princípio, uma estimativa das probabilidades de ocorrência de determinados regimes de circulação, durante o período que se pretende estudar.

Análises de ensembles de simulações, obtidos com AGCMs [e.g., Stern e Miyakoda, 1995; Rowell, 1998; Shukla, 1998], bem como outros estudos, de carácter observacional [e.g., Horel e Wallace, 1981; Ropelewski e Halpert, 1989], permitem concluir que as estatísticas dos padrões de circulação e de precipitação da atmosfera tropical são fortemente determinadas pelas temperaturas das superfícies dos oceanos subjacentes.

No caso da circulação extratropical, em que a maior fracção da variabilidade da circulação está directamente associada à não linearidade e à instabilidade interna do sistema, estudos observacionais [e.g., Horel e Wallace, 1981; Karoly, 1989] e resultados de simulações numéricas [e.g., Graham *et al.*, 1994; Lau e Nath, 1996] permitiram igualmente identificar sinais devidos às anomalias das SSTs no Pacífico tropical. Estudos com ensembles de simulações [e.g., Harzallah e Sadourny, 1995; Barnett *et al.*, 1997; Chen e Van den Dool, 1997] mostram também que, pelo menos durante episódios extremos do ciclo ENSO (El Niño/Southern Oscillation), as estatísticas dos padrões de circulação extratropical, principalmente da circulação média de Inverno sobre o Pacífico e América do Norte, são influenciadas, de forma apreciável, pelas anomalias das SSTs no Pacífico tropical.

O aproveitamento que poderá ser feito, para previsões sazonais com carácter operacional, do elevado potencial de predição da atmosfera tropical e do menor, mas ainda apreciável sobre algumas regiões, potencial de predição da circulação extratropical, depende da qualidade dos modelos de circulação geral utilizados, bem como da capacidade de prever as próprias SSTs. Os rápidos progressos na compreensão, modelação e previsão das anomalias das SSTs no Pacífico tropical [Ji *et al.*, 1996, e artigos aí referidos], e o sucesso dos AGCMs na simulação dos padrões sazonais da circulação atmosférica, associados àquelas anomalias, permitem que, hoje em dia, o Serviço Meteorológico Nacional dos Estados Unidos (US-NWS) realize previsões dinâmicas das médias sazonais (3 meses) de algumas variáveis meteorológicas, para um conjunto de 13 períodos

consecutivos. Por exemplo, a 17 de Dezembro de 1998 foram publicadas previsões das médias sazonais para os 13 períodos seguintes: Janeiro a Março (JFM(99)), Fevereiro a Abril (FMA(99)), Março a Maio (MAM(99)),..., JFM(2000). Estas previsões são divulgadas, com carácter operacional, pelo Climate Prediction Center (CPC), e podem ser consultadas através da Internet (<http://www.cpc.ncep.noaa.gov>).

O Serviço Meteorológico Nacional dos Estados Unidos realiza as previsões sazonais por três métodos diferentes, sendo dois baseados em modelos estatísticos e o terceiro baseado na integração de modelos de circulação geral do oceano e da atmosfera (previsões dinâmicas) [Carson, 1998]. As previsões dinâmicas são realizadas em duas fases: numa primeira fase, utiliza-se uma versão do modelo acoplado da circulação geral do oceano e da atmosfera do NCEP (National Centers for Environmental Prediction) para prever as anomalias das SSTs e, numa segunda fase, as SSTs previstas são utilizadas como condições fronteira prescritas para gerar um ensemble de integrações de uma versão do AGCM do NCEP [Carson, 1998; Smith e Livezey, 1999]. Actualmente são realizadas 18 integrações com diferentes iniciações.

A realização de previsões sazonais para a região da Europa apresenta-se mais difícil, sendo parte das dificuldades resultantes da grande variabilidade interna da atmosfera e da pequena influência do ENSO sobre esta região [Fraedrich, 1994; Davies *et al.*, 1997; Rowell, 1998]. A investigação europeia em previsão sazonal recebeu, recentemente, um forte impulso através do programa PROVOST (PRediction Of climate Variations On Seasonal to interannual Time-scales). Trata-se de um programa que envolve a colaboração de 11 instituições europeias e que tem como um dos principais objectivos "quantificar a predictabilidade potencial da variabilidade de médias sazonais das variáveis atmosféricas, na Europa e outras áreas de interesse para a Europa, com base em ensembles de integrações numéricas de AGCMs, em que se utilizam campos prescritos das SSTs observadas" [Carson, 1998].

Resultados recentemente obtidos com ensembles de integrações de duas versões do ACGM do Hadley Center são animadores quanto à possibilidade de se poderem realizar previsões sazonais para o Inverno (DJF) e para a Primavera (MAM), na região do Atlântico Norte e Europa [Davies *et al.*, 1997; Rodwell *et al.*, 1999]. Esta potencial predictabilidade sazonal da atmosfera é atribuída, principalmente, à prescrição das anomalias das SSTs no Atlântico Norte e no Atlântico tropical.

O valor económico-social das previsões sazonais já foi demonstrado para algumas regiões tropicais. Por exemplo, no Peru, o planeamento agrícola toma em consideração

as probabilidades de ocorrência de uma situação de La Niña ou de El Niño como base de decisão de qual o tipo de culturas a praticar, optando-se pela prática de culturas de sequeiro, tal como o algodão, ou por outras, tal como o arroz, que requeiram muita água. Um aumento substancial da produtividade agrícola tem, de facto, resultado desta nova orientação [Palmer e Anderson, 1994].

Nos Estados Unidos, estudos da influência do ciclo ENSO na produtividade agrícola e no preço de certos produtos têm, também, demonstrado o interesse das previsões sazonais [Hansen *et al.*, 1998, 1999; Phillips *et al.*, 1999].

O valor económico-social das previsões sazonais estende-se a outros sectores para além da gestão agrícola, como, por exemplo, à gestão da produção energética [Davies *et al.*, 1997; Carson, 1998], sendo, no entanto, importante referir que todos os modelos de gestão/decisão deverão integrar as previsões sazonais de uma forma probabilística. De facto, as previsões sazonais são formuladas em termos das distribuições de probabilidades dos valores médios das variáveis meteorológicas, tais como a temperatura e a precipitação, para o período em causa. Note-se, a este propósito, que muitas vezes as distribuições de probabilidades previstas, em especial em regiões extratropicais tais como a Europa, poderão ser pouco diferentes das distribuições climatológicas [Palmer e Anderson, 1994].

Nos parágrafos anteriores, procurou-se perspectivar o interesse prático dos ensembles de integrações de AGCMs para a realização de previsões na escala sazonal e noutras escalas temporais mais longas. Uma outra perspectiva da utilidade do estudo de ensembles de integrações numéricas, indissociável da anterior, é a pesquisa de erros sistemáticos nas simulações [Kumar *et al.*, 1996; Smith e Livezey, 1999] cuja identificação poderá levar a posteriores aperfeiçoamentos dos próprios modelos. De um ponto de vista puramente científico, os ensembles de simulações constituem um método de experimentação valioso, impossível de realizar na atmosfera real, para a caracterização dos modos de variabilidade atmosférica bem como para a identificação das suas causas [Harzallah e Sadourny, 1995; Renshaw *et al.*, 1998]. No trabalho apresentado nesta tese seguiu-se esta última perspectiva, que constitui também uma abordagem fundamental para o desenvolvimento da capacidade de se realizar previsões na escala sazonal e noutras escalas temporais mais longas.

Pode-se dividir o trabalho aqui apresentado em duas partes, que correspondem à própria cronologia da sua execução. Na primeira parte, analisou-se a variabilidade da circulação global de Inverno (DJF), simulada por um ensemble de 10 integrações da

versão VII.1 do AGCM da Universidade de Melbourne, todas forçadas pelos mesmos campos das SSTs e cobertura de gelos oceânicos observados no período de 1979-88. A variabilidade da circulação atmosférica global foi decomposta nas suas componentes interna e forçada, tendo sido calculados os padrões de variabilidade associados a cada componente. As séries temporais associadas aos diferentes padrões de circulação forçada foram, então, correlacionadas com as séries temporais das anomalias das SSTs, a fim de se obterem os padrões de forçamento.

Na segunda parte do trabalho, estudou-se a variabilidade da circulação nas reanálises do NCEP, referentes ao período de 1973-96, servindo os padrões simulados de guia e sendo, ao mesmo tempo, testados quanto à sua validade. Nesta parte do trabalho, dada a maior resolução da baixa estratosfera no caso das reanálises do NCEP, foi ainda possível estudar modos de variabilidade que não foram investigados no caso das simulações. Analisaram-se, assim, os modos de variabilidade da circulação estratosférica bem como o seu acoplamento com a circulação da troposfera, durante o Inverno do Hemisfério Norte.

As variabilidades dos campos do geopotencial e das componentes zonal e meridional do vento, simulados e observados, foram analisadas, conjuntamente, através de uma expansão daqueles campos nos modos normais das atmosferas de referência, respectivamente, do modelo e das reanálises [Kasahara e Puri, 1981; Tanaka, 1994]. Note-se que, com esta metodologia, se realizou uma análise tridimensional global da circulação da atmosfera.

A maior componente da variabilidade interanual da atmosfera tropical está associada ao fenómeno ENSO. Se bem que o centro de acção deste fenómeno se localize no Pacífico tropical, a sua influência sobre a circulação extratropical estende-se, pelo menos, a metade do globo [Horel e Wallace, 1981; Karoly, 1989]. Por outro lado, pode-se esperar que a própria variabilidade interna de baixa frequência, tal como a variabilidade interanual, se organize de uma forma global. A expansão dos campos do geopotencial e do vento horizontal numa base de modos normais tridimensionais (uma base de funções definidas para toda a atmosfera) pareceu, portanto, adequada ao estudo daqueles tipos de variabilidade.

Um outro aspecto importante no estudo da variabilidade da circulação global da atmosfera é a utilização de uma base de funções que permita, tanto quanto possível, minimizar o número de variáveis (graus de liberdade) que é necessário reter para análise. Sendo soluções das equações primitivas linearizadas, os vectores de funções numa base

de modos normais retêm características importantes da dinâmica da atmosfera. Assim, se por um lado a expansão numa base de modos normais poderá permitir uma redução significativa do número de variáveis, por outro, fornece um método consistente de filtragem dos campos da massa e do movimento horizontal da atmosfera, permitindo, em particular, distinguir entre ondas gravítico-inerciais e ondas planetárias, bem como entre componentes barotrópicas e componentes baroclínicas.

Capítulo 2

Enquadramento Teórico

2.1 Sistema Climático

O Sistema Climático, composto pela Atmosfera, Hidrosfera, Criosfera, Litosfera e Biosfera, é um sistema extremamente complexo devido à não linearidade das interacções entre as suas componentes bem como dos processos que ocorrem no interior de cada uma. Não obstante ser um sistema fechado onde ocorrem inúmeros processos irreversíveis, o Sistema Climático não evolui para um estado de entropia máxima, mantendo processos de elevada organização, desde os regimes globais dos ventos e correntes oceânicas até aos processos complexos associados à vida, graças à baixa entropia da radiação solar e à sua variação sistemática com a latitude [Peixoto e Oort, 1992].

A quantidade e a distribuição espacial da radiação solar que atinge o topo da atmosfera apresentam flutuações desde a escala diária, associada com a rotação da Terra, ou da escala sazonal, associada ao seu movimento de translação e à inclinação do eixo de rotação, passando por flutuações com períodos da ordem da dezena de anos, devidas a variações na actividade solar, até flutuações com períodos da ordem das dezenas à centena de milhar de anos, associadas com a precessão dos equinócios e com as variações da inclinação do eixo de rotação e da excentricidade da órbita terrestre. As flutuações na quantidade e distribuição da radiação solar são bem evidentes no comportamento actual do sistema climático, por exemplo nos ciclos diário e sazonal da temperatura à superfície e, para períodos mais longos, nas flutuações da temperatura da estratosfera associadas ao ciclo de 11-anos das manchas solares [van Loon e Labitzke, 1993]. Resultados de natureza empírica apontam para a existência de relações entre as variações conhecidas dos parâmetros orbitais da Terra e os ciclos glaciários e inter-

glaciários do Hemisfério Norte, e a intensificação ou enfraquecimento das monções nas latitudes médias e tropicais, durante o Pleistoceno [Kutzbach, 1992].

As causas das variações, referidas no parágrafo anterior, são *factores externos* ao sistema climático porque forçam a evolução do sistema, não sendo, porém, influenciados por quaisquer das variáveis que caracterizam os estados de cada subsistema climático.

A evolução de cada subsistema do sistema climático é governada pela sua dinâmica interna, com espectros de escalas espaço-temporais característicos, e pela dinâmica das suas fronteiras, envolvendo, muitas vezes, mecanismos de retroacção muito complexos entre os vários subsistemas. Devido à não linearidade das suas dinâmicas internas e das suas interacções, os subsistemas climáticos apresentam grande variabilidade sem que ocorram variações no forçamento externo. Esta variabilidade *interna (livre)* ocorre num espectro muito longo, possivelmente ilimitado, de escalas temporais. Um exemplo de variabilidade interna são as flutuações dos padrões do tempo nas latitudes médias e elevadas, governados por sistemas sinópticos dinamicamente instáveis, que originam uma componente caótica nas médias daqueles padrões [Madden, 1976]. Um outro exemplo, para uma escala de vários séculos, foi a interrupção do aquecimento progressivo durante o último período inter-glaciário. No período entre os 11 000 e os 10 000 anos antes da presente data, o recuo dos glaciares foi interrompido e houve um regresso a temperaturas baixas, condições que persistiram durante vários séculos. Este período foi seguido por um aquecimento bastante rápido. O enfraquecimento ou mesmo o desaparecimento da circulação termohalina no Oceano Atlântico, devido a um aumento das entradas de água doce, provenientes do rio St. Lawrence, é apontado como uma causa possível do arrefecimento verificado [Bengtsson, 1992]

O clima está em constante evolução, ele tem um passado e terá certamente um futuro. Para estudar as variações do clima convém que se defina precisamente o conceito de estado climático e que se apresente uma noção menos restritiva de forçamento externo.

2.2 Estado climático

A definição completa de estado climático deve ser formulada com base na descrição estatística das variáveis que caracterizam cada um dos subsistemas que compõem o sistema climático global, para diferentes classes de forçamentos externos assumidos

fixos. Tal descrição deve incluir não apenas as médias, mas também as variâncias em torno da média, as covariâncias entre variáveis possivelmente separadas no espaço e no tempo, probabilidades de eventos extremos, etc. [Leith, 1978]. A definição, mais restrita, de estado climático de apenas um dado subsistema (e.g. a Atmosfera), envolve a descrição estatística das suas variáveis, bem como a descrição das condições médias das outras componentes do sistema climático e outros forçamentos externos que condicionam o conjunto ou conjuntos de estatísticas possíveis.

A determinação analítica do estado ou estados climáticos de um dado subsistema, a partir das equações que o governam e de condições fronteira prescritas, incluiria a derivação e resolução de um novo conjunto de equações cujas variáveis seriam estatísticas, bem como o cálculo de estatísticas a partir das soluções analíticas das equações originais. No entanto, a não linearidade das equações torna tal procedimento impossível, sendo as propriedades estatísticas calculadas empiricamente com base em dados observados ou simulados por modelos numéricos [Lorenz, 1970].

O estabelecimento das propriedades estatísticas de um dado estado climático, a partir de dados observados ou simulados, requer um método para o cálculo de médias. O método mais comum e, até há pouco tempo, o único exequível, é o cálculo das médias num dado intervalo de tempo T . Se o sistema interno considerado for a Atmosfera, então o estado climático será definido com base nas propriedades estatísticas das variáveis atmosféricas no período T , conjuntamente com as condições médias dos Oceanos, Criosfera, Continentes e outros forçamentos externos. O período T escolhido deve ser maior que a vida média dos sistemas sinópticos associados aos estados do tempo; de outra forma as flutuações de estado climático seriam indistinguíveis das flutuações meteorológicas. Define-se, então, estado climático de um mês, de uma estação, de um ano, etc., sendo as suas propriedades estatísticas estimadas sobre um número N de períodos T (meses, estações, anos, etc.), i.e. sobre uma amostra.

Como se sabe da teoria das probabilidades, sendo as realizações de um estado climático obtidas pela média de acontecimentos sobre um período T , então a distribuição de probabilidades que caracteriza esse estado tem uma variância dada por $\sigma_n^2 = \sigma^2/n$, onde σ^2 é a variância da população (e.g. estados de tempo) sobre a qual é calculada a média no período T ; e n é o número efectivo de realizações independentes na amostra de tamanho T [Leith, 1973]. Estas flutuações do estado climático, resultantes das flutuações dos estados do tempo, ocorrem mesmo com as condições fronteira fixas, e constituem o que se designa por variabilidade livre, por variabilidade

interna ou, ainda, por ruído climático.

Tal como as realizações do estado climático, também a média da população que o caracteriza, estimada sobre uma amostra de tamanho N , tem uma incerteza associada. A forma de reduzir essa incerteza seria aumentar o número N de realizações, sendo a verdadeira média calculada no limite em que N tendesse para infinito. No entanto, tal procedimento, além de não ser viável na prática, levaria à impossibilidade teórica de definir clima variável no tempo, i.e., não seria adequado ao estudo do problema das mudanças climáticas. O valor de N terá, então, que ser escolhido numa solução de compromisso. No caso da atmosfera, o tradicional período de 30 anos, determinado pela Organização Meteorológica Mundial (WMO), constitui ainda uma referência muito útil para o valor de N [Peixoto e Oort, 1992].

Uma outra questão teórica ligada à definição de estado climático, e de enorme importância prática para a simulação numérica das mudanças climáticas, é saber se o Sistema Climático é *transitivo* ou *intransitivo*. Se a dinâmica do sistema, após um período transiente em que perde a memória das condições iniciais, conduz a um único conjunto estável de estatísticas, compatíveis com um conjunto fixo de condições fronteira, então o sistema é transitivo. Por outro lado, se a dinâmica do sistema pode conduzir a dois ou mais conjuntos de estatísticas estáveis, dependentes das condições iniciais, e compatíveis com um mesmo conjunto de condições fronteira, então o sistema diz-se intransitivo. Se o sistema é transitivo, as estatísticas, calculadas sobre um intervalo de tempo suficientemente longo, são únicas e os estados de equilíbrio simulados numericamente (e.g., a temperatura média global para uma concentração dupla de CO_2) também serão únicos.

A Atmosfera, excepto se drasticamente simplificada, é provavelmente não intransitiva [Lorenz, 1990; Bengtsson, 1992]. Contudo, não há presentemente informação suficiente que permita decidir se o sistema climático global é transitivo ou intransitivo, existindo, por exemplo, resultados que sugerem um comportamento intransitivo para a circulação termohalina do Oceano Atlântico [Bengtsson, 1992]. Há ainda a possibilidade do Sistema Climático ser quase-intransitivo. Nesta hipótese, o sistema será caracterizado por um dado conjunto de estatísticas, durante um intervalo de tempo finito, mas suficientemente longo, ao qual se seguem mudanças mais ou menos abruptas para outro conjunto de estatísticas, durante um intervalo de tempo igualmente longo, sem que ocorram variações no forçamento externo. Segundo Lorenz [1970] a quase-intransitividade afigura-se plausível caso o sistema em consideração inclua, além da

Atmosfera, outras componentes do Sistema Climático e respectivas interações, ainda que tal inclusão se restrinja à temperatura da superfície dos oceanos (SST). No entanto, esta possibilidade levantaria sérias dificuldades, quando se analisam os resultados de simulações de longo termo, com vista, por exemplo, à elaboração de cenários futuros, pelo que, na prática, se assume que o Sistema Climático tende para um único estado de equilíbrio, respondendo deterministicamente ao forçamento externo, após um período transiente em que perde a memória das condições iniciais [Schneider, 1992].

2.2.1 Uma noção dinâmica de estado climático

O conceito de estado climático, baseado em estatísticas sobre um intervalo de tempo infinito é, como já referimos, incompatível com uma noção dinâmica de clima. A solução de compromisso, definindo o estado climático com um número finito de realizações (e.g. 30 anos), embora útil, não é, contudo, adequada à formulação matemática de uma dinâmica de clima que possa responder a variações contínuas dos termos forçadores. Para facilitar a introdução de um conceito dinâmico de estado climático, convém que se apresente uma noção mais abrangente de forçamento externo.

Um dos factores que tornam as previsões climáticas bastante difíceis e complexas, é a multiplicidade de mecanismos de retroacção entre os diversos componentes do Sistema Climático. Além da natureza caótica da sua dinâmica interna, a Atmosfera é forçada pela evolução mais lenta do Oceano e da Criosfera, sendo esta evolução sensível ao estado da Atmosfera. Por sua vez, o Oceano força e responde a variações, ainda mais lentas, da Criosfera e da Litosfera. Deste modo, quando se define um dado subsistema, o carácter externo das suas fronteiras é apenas conceptual, uma vez que os outros componentes do Sistema Climático respondem fisicamente ao estado do subsistema em causa. É, então, necessária uma separação criteriosa entre o que deve fazer parte do sistema e aquilo que deve pertencer ao seu ambiente.

Uma separação baseada nas escalas temporais dos diversos processos, pode ser adequada, dependendo do problema em questão. Por exemplo, em previsão do tempo considera-se sistema interno apenas a Atmosfera, sendo as SSTs, as coberturas de gelo e neve constantes e incluídas no sistema externo. Por outro lado, em previsões sazonais, o sistema interno deve incluir, também, as dinâmicas acopladas daquelas componentes, em especial as SSTs [Palmer e Anderson, 1994], de forma a prever as suas flutuações.

Para escalas temporais mais longas, tais como as implícitas no estudo de mudanças climáticas associadas com o aumento das concentrações de gases com efeito estufa, o sistema interno deve englobar, além da Atmosfera, as dinâmicas completas do Oceano e da Criosfera, os processos nas superfícies dos Continentes e a Biosfera [Peixoto e Oort, 1992].

Outra forma de definir o sistema interno consiste em prescrever a evolução (prevista ou observada) das componentes mais lentas, por exemplo as SSTs, que condicionam as estatísticas das componentes mais rápidas, por exemplo a Atmosfera [Palmer e Anderson, 1994]. Um outro exemplo, em que o sistema interno engloba, além da Atmosfera, o Oceano e a Criosfera, é dado pelas simulações das alterações climáticas para vários cenários das taxas de crescimento da concentração de CO₂ e outros gases com efeito estufa, admitidos pelo IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change).

A não linearidade das equações e as incertezas no estado inicial impossibilitam a previsão do estado do tempo para períodos além de uma a duas semanas. No entanto, se as condições à superfície, especialmente as SSTs, forem antecipadamente previstas para um período de vários meses, por exemplo uma estação, a influência dessas condições na estatística dos regimes de tempo, pode ser avaliada a partir de um conjunto de integrações numéricas da circulação atmosférica no referido período [Palmer e Anderson, 1994]. Tal procedimento aplica directamente a noção de ensemble que se utiliza para a definição de estado climático, adequada ao estudo da Dinâmica do Clima.

O estado climático é definido pelas estatísticas calculadas, para um período T , sobre um conjunto conceptual e infinito de réplicas da Atmosfera, cada uma evoluindo independentemente, embora todas sujeitas às mesmas condições fronteiras. A Atmosfera real constitui a realização observada do conjunto infinito de cópias mentais. No caso do Sistema Climático global, o estado climático é então definido pelas distribuições de probabilidades das variáveis climáticas no período T , num conjunto infinito de réplicas conceptuais da Terra, cada uma evoluindo independentemente, e sujeitas ao mesmo forçamento radiativo. Trata-se de uma concepção que apresenta bastantes analogias com a teoria cinética dos gases: as flutuações dos estados do tempo correspondem aos movimentos individuais das moléculas, enquanto que as propriedades termodinâmicas do gás, tais como a pressão e a temperatura, correspondem aos valores médios das variáveis climáticas calculados sobre todos os membros do ensemble [Leith, 1978; Schneider, 1992].

A descrição da evolução dos estados climáticos de um dado subsistema, recorrendo a múltiplas integrações numéricas independentes, com condições fronteira prescritas (observadas ou previstas), é uma descrição estatística, perdendo-se a memória das condições internas iniciais do subsistema. No entanto, existe memória das condições iniciais através da evolução única, prescrita, da fronteira. Dito de outra forma, e utilizando a terminologia do espaço de fases, estuda-se a estatística do subconjunto de trajectórias do sistema interno, compatível com apenas uma das trajectórias (a observada ou a prevista) possíveis no espaço de fases do sistema externo.

A prescrição da evolução temporal da fronteira exclui os possíveis mecanismos de retroacção entre o sistema interno e o exterior. Este facto leva a que o sucesso deste tipo de estudos dependa do modelo utilizado, em particular das suas parametrizações, mas também da 'qualidade' da trajectória da fronteira, i.e., dos erros das observações ou das previsões. Embora por definição os processos de retroacção do sistema interno sobre os sistemas externos estejam excluídos, os resultados de tais processos podem estar antecipados, desde que os erros na prescrição da fronteira não sejam importantes, e o modelo que simula o sistema interno seja suficientemente realista [Harzallah e Sadourny, 1995]

2.3 Sinal e ruído climáticos

A definição de estado climático, em termos das estatísticas de ensemble (i.e., das estatísticas tomadas num conjunto de réplicas independentes, mentais ou simuladas, do sistema climático), facilita a introdução dos conceitos de sinal e ruído climáticos. O sinal climático está associado com as diferenças entre os parâmetros das distribuições de probabilidades que caracterizam dois estados climáticos. Diz-se que há uma mudança climática, se alguns dos parâmetros (e.g. a média ou a variância) daquelas distribuições forem diferentes. Sublinhe-se que esta definição mostra não ser necessária uma variação das médias dos ensembles para que ocorra uma mudança climática, podendo esta resultar, por exemplo, da alteração da probabilidade de eventos extremos.

O ruído climático está associado às diferenças (*livres*) entre duas realizações distintas do mesmo estado climático. São devidas ao ruído climático, por exemplo, as diferenças entre as temperaturas médias de dois meses de Julho do mesmo ano, mas pertencentes a duas réplicas conceptuais distintas da atmosfera, ou de dois anos distintos, se o forçamento puder considerar-se o mesmo em ambos.

A detecção de sinal climático numa única realização da evolução da atmosfera (e.g., a observada) envolve a estimativa da componente aleatória (ruído) da variabilidade das médias mensais ou sazonais com base em dados diários, e a comparação com a variabilidade interanual observada para as mesmas médias [Madden, 1976; Trenberth, 1985]. A aplicação deste método é, particularmente, difícil nas regiões extratropicais, onde a elevada variabilidade interna da Atmosfera pode obscurecer completamente a resposta ao forçamento oceânico.

Um outro método para o estudo do forçamento da Atmosfera pelo Oceano, muito utilizado na década de 80 e princípio da de 90, compara as variâncias interanuais de médias mensais ou sazonais em duas simulações obtidas com um Modelo de Circulação Geral da Atmosfera (AGCM). Uma simulação, dita de controlo, é forçada por SSTs climatológicas, a outra simulação, dita de anomalia, é forçada por um campo de SSTs que inclui variabilidade interanual idealizada ou observada, regional ou global [Pitcher *et al.*, 1988; Kawamura *et al.*, 1995]. A interpretação dos resultados destas experiências baseia-se em duas premissas cuja validade é questionável [Harzallah e Sadourny, 1995; Rowell, 1998]: i) o forçamento imposto por uma anomalia no campo das SSTs é independente de outras anomalias que possam existir, e que foram substituídas por valores climatológicos; ii) a variabilidade interna na simulação de anomalia é a mesma que na simulação de controlo onde os gradientes das SSTs foram suavizados.

Um terceiro método para investigar o forçamento externo da circulação atmosférica consiste na aplicação prática da ideia de ensemble proposta por Leith [1978], i.e., na realização de múltiplas integrações numéricas independentes, todas forçadas pelos mesmos campos externos. Este método, muito utilizado desde meados da década de 90 e intimamente ligado ao aumento da capacidade de cálculo científico, permite isolar o sinal climático, mesmo em regiões de elevada variabilidade interna, desde que se realize um número suficientemente grande de simulações. Trata-se do método utilizado neste trabalho, pelo que se apresentam, na secção seguinte, modelos estatísticos de análise de variâncias de ensemble de simulações, que permitem obter estimativas centradas das componentes interna e forçada da variabilidade.

2.3.1 Separação das variabilidades interna e forçada

Considere-se um conjunto de M simulações da circulação da atmosfera para um período de N anos. Todas as simulações foram forçadas pela mesma evolução dos campos das

SSTs e da cobertura de gelos, sendo diferentes apenas através dos estados iniciais da atmosfera, considerados uma amostra aleatória de M estados independentes.

O valor y_{mn} de uma variável climática Y (e.g. a pressão média mensal num dado ponto), no ano n ($n = 1, \dots, N$), obtido na simulação m ($m = 1, \dots, M$), pode decompor-se na soma de duas componentes independentes:

$$y_{mn} = \beta_n + \varepsilon_{mn} \quad (2.1)$$

onde β_n é a média da população que caracteriza o estado climático, dependendo apenas do forçamento externo, e ε_{nm} representa as flutuações aleatórias devidas à variabilidade interna. A distribuição de probabilidades dos valores ε_{nm} , para cada ano n , é característica do estado climático e pode, também, depender do forçamento oceânico. Em resumo, podemos considerar que as M simulações formam um conjunto de N ensembles cada um com M membros independentes.

Sinal climático nas médias de ensemble

Admitindo que os N ensembles são, também, independentes entre si e que todos possuem a mesma variância σ^2 , as quantidades y_{mn} podem ser interpretadas como variáveis aleatórias no seguinte modelo

$$\Omega_1 \begin{cases} y_{mn} = \beta_n + \varepsilon_{mn} & (m = 1, \dots, M; n = 1, \dots, N) \\ E[\varepsilon_{mn}] = 0 \\ E[\varepsilon_{mn}\varepsilon_{m'n'}] = \delta_{mm'}\delta_{nn'}\sigma^2 \end{cases}$$

onde $E[\]$ representa o operador esperança matemática, e $\delta_{nn'}$ é o símbolo de Kronecker, igual a 0 ou 1, consoante $n \neq n'$ ou $n = n'$, respectivamente.

Este modelo difere do modelo de efeito único constante, descrito por Scheffé [1959, sec. 3.1], apenas no facto de não se ter imposto que as flutuações ε_{mn} tenham uma distribuição normal. No entanto, a condição de normalidade não é necessária para a dedução das expressões das variâncias obtidas por Scheffé [1959, tabela 3.1.1], conforme se pode provar utilizando a regra 2 por ele apresentada na secção 2.6.

Os estimadores centrados das constantes β_n e da *variância interna* $\sigma_{INT}^2 = \sigma^2$ são dados por

$$\hat{\beta}_n = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M y_{mn} \quad (2.2)$$

$$\hat{\sigma}_{INT}^2 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \frac{1}{M-1} \sum_{m=1}^M (y_{mn} - \hat{\beta}_n)^2. \quad (2.3)$$

A variância devida ao forçamento oceânico (*variância forçada*) é definida pela seguinte expressão

$$\sigma_{SST}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (\beta_n - \beta)^2, \quad (2.4)$$

onde $\beta = \sum_{n=1}^N \beta_n / N$ é a média das constantes β_n . De acordo com as expressões de análise de variâncias apresentadas na tabela 3.1.1 de Scheffé [1959, sec. 3.1], um estimador centrado da variância forçada, $\hat{\sigma}_{SST}^2$, é dado pela expressão

$$\hat{\sigma}_{SST}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (\hat{\beta}_n - \hat{\beta})^2 - \frac{\hat{\sigma}_{INT}^2}{M}, \quad (2.5)$$

sendo $\hat{\beta}$ um estimador centrado de β dado por

$$\hat{\beta} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \hat{\beta}_n = \frac{1}{MN} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M y_{mn}. \quad (2.6)$$

Finalmente, define-se a variância total por

$$\sigma_{TOT}^2 = \sigma_{INT}^2 + \sigma_{SST}^2. \quad (2.7)$$

Sinal climático nas médias e nas variâncias dos ensembles

No modelo Ω_1 a variância interna, σ^2 , é a mesma para todos os ensembles. Consideremos, agora, um modelo Ω_2 em que, além do sinal climático nas médias de ensemble, também há sinal climático nas variâncias dos ensembles, i.e., a variância interna, σ_n^2 , varia agora de ano para ano,

$$\Omega_2 \begin{cases} y_{mn} = \beta_n + \varepsilon_{mn} & (m = 1, \dots, M; n = 1, \dots, N) \\ E[\varepsilon_{mn}] = 0 \\ E[\varepsilon_{mn}\varepsilon_{m'n'}] = \delta_{mm'}\delta_{nn'}\sigma_n^2 \end{cases}$$

Definindo a variância média

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \sigma_n^2, \quad (2.8)$$

podemos fazer a mudança de variáveis

$$\tilde{y}_{mn} = \frac{\sigma}{\sigma_n} y_{mn} = w_n y_{mn} \quad (2.9)$$

e obter um modelo $\tilde{\Omega}_2$ para as novas variáveis, idêntico ao modelo Ω_1 ,

$$\tilde{\Omega}_2 \begin{cases} \tilde{y}_{mn} = \tilde{\beta}_n + \tilde{\varepsilon}_{nm} & (m = 1, \dots, M; n = 1, \dots, N) \\ E[\tilde{\varepsilon}_{mn}] = 0 \\ E[\tilde{\varepsilon}_{mn}\tilde{\varepsilon}_{m'n'}] = \delta_{mm'}\delta_{nn'}\sigma^2 \end{cases}$$

onde

$$\tilde{\beta}_n = \frac{\sigma}{\sigma_n}\beta_n = w_n\beta_n \quad \text{e} \quad \tilde{\varepsilon}_{mn} = \frac{\sigma}{\sigma_n}\varepsilon_{mn} = w_n\varepsilon_{mn}. \quad (2.10)$$

A utilização de expressões análogas às expressões 2.3 e 2.5 para o cálculo das variâncias interna e forçada da variável \tilde{y}_{mn} teria implícita a hipótese de que a ausência de sinal climático corresponderia a

$$\tilde{\beta}_1 = \tilde{\beta}_2 = \tilde{\beta}_3 = \dots = \tilde{\beta}_n. \quad (2.11)$$

Para que a ausência de sinal climático nas médias de ensemble corresponda à hipótese

$$\omega : \beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = \dots = \beta_n = \beta, \quad (2.12)$$

ter-se-ão que alterar as expressões das variâncias. Na derivação de estimadores das variâncias interna e forçada, adequados à situação descrita pelo modelo Ω_2 , seguiu-se, de novo, o método de dedução apresentado na secção 3.1 de Scheffé [1959].

Considere, então, o modelo $\tilde{\Omega}_2$ com as constantes $w_n\beta_n$ escritas explicitamente em vez de $\tilde{\beta}_n (= w_n\beta_n)$. Os estimadores centrados das constantes β_n serão dados pelas expressões que permitam calcular os valores $\hat{\beta}_n$ que minimizem a seguinte soma de quadrados de desvios

$$S_{\tilde{\Omega}_2} = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M (\tilde{y}_{mn} - w_n\hat{\beta}_n)^2 = \sum_{n=1}^N w_n^2 \sum_{m=1}^M (y_{mn} - \hat{\beta}_n)^2. \quad (2.13)$$

Derivando em ordem a $\hat{\beta}_n$ e igualando a 0, obtêm-se os estimadores centrados das constantes β_n

$$\hat{\beta}_n = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M y_{mn}. \quad (2.14)$$

Na hipótese 2.12 de ausência de sinal climático nas médias dos ensembles, a soma dos quadrados dos desvios que deve ser minimizada, de forma a obter uma estimativa centrada da média de ensemble constante, β , é dada por

$$S_{\omega} = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M (\tilde{y}_{mn} - w_n\hat{\beta})^2 = \sum_{n=1}^N w_n^2 \sum_{m=1}^M (y_{mn} - \hat{\beta})^2. \quad (2.15)$$

Novamente, derivando em ordem a $\hat{\beta}$ e igualando a 0, obtém-se um estimador centrado de β

$$\hat{\beta} = \frac{\sum_{n=1}^N w_n^2 \hat{\beta}_n}{\sum_{n=1}^N w_n^2}. \quad (2.16)$$

Desenvolvendo os quadrados das diferenças em (2.13), (2.15) e (2.17), pode-se facilmente demonstrar que

$$S_\omega - S_{\hat{\Omega}_2} = \sum_{n=1}^N w_n^2 \sum_{m=1}^M (\hat{\beta}_n - \hat{\beta})^2. \quad (2.17)$$

Aplicando a regra 2 da secção 2.6 de Scheffé, obtém-se

$$E \left[\frac{S_\omega - S_{\hat{\Omega}_2}}{N-1} \right] = \sigma^2 + \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N w_n^2 \sum_{m=1}^M (E[\hat{\beta}_n] - E[\hat{\beta}])^2, \quad (2.18)$$

onde

$$E[\hat{\beta}_n] = \beta_n \quad \text{e} \quad E[\hat{\beta}] = \frac{\sum_{n=1}^N w_n^2 \beta_n}{\sum_{n=1}^N w_n^2} = \beta. \quad (2.19)$$

Se, agora, se definir a variância devida ao forçamento oceânico pela expressão

$$\sigma_{SST}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N w_n^2 (\beta_n - \beta)^2, \quad (2.20)$$

então uma sua estimativa centrada será dada por

$$\hat{\sigma}_{SST}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N w_n^2 (\hat{\beta}_n - \hat{\beta})^2 - \frac{1}{M} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N w_n^2 \frac{1}{M-1} \sum_{m=1}^M (y_{mn} - \hat{\beta}_n)^2. \quad (2.21)$$

Atendendo a que $\sigma = \sum_{n=1}^N \sigma_n / N$ e que

$$\hat{\sigma}_n^2 = \frac{1}{M-1} \sum_{m=1}^M (y_{mn} - \hat{\beta}_n)^2 \quad (2.22)$$

é um estimador centrado da variância do ensemble n , então um outro estimador centrado de σ_{SST}^2 será dado pela seguinte expressão

$$\hat{\sigma}_{SST}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N w_n^2 (\hat{\beta}_n - \hat{\beta})^2 - \frac{1}{M} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \frac{1}{M-1} \sum_{m=1}^M (y_{mn} - \hat{\beta}_n)^2. \quad (2.23)$$

O cálculo do estimador 2.21 da variância forçada das médias de ensemble requer o conhecimento das razões entre as variâncias internas, σ_n^2 , dos ensembles, i.e., para

se determinar o sinal climático nas médias de ensemble deve-se conhecer previamente o sinal climático nas variâncias internas. Por este motivo, o estimador 2.21 é de difícil utilização e, conforme se pode verificar pela equação 2.23, as dificuldades não são completamente resolvidas, substituindo o segundo termo do segundo membro da equação 2.21 pela média das estimativas centradas, $\hat{\sigma}_n^2$, das variâncias internas dos ensembles. As dificuldades surgem devido ao facto de se ter definido o forçamento oceânico pela expressão 2.20, de forma a encontrar um estimador centrado de máxima verosimilhança. No entanto, se o forçamento oceânico for definido pela expressão 2.4, a regra da secção 10.4 de Scheffé [1959] garante que 2.5 é ainda um estimador centrado, no caso do modelo Ω_2 , desde que $\hat{\sigma}_{INT}^2 = \sum_{n=1}^N \hat{\sigma}_n^2 / N$.

Caso em que os ensembles não são independentes

Nos dois parágrafos anteriores considerou-se que o índice n designava o ano simulado. Considere-se, agora, que n designa meses de Inverno (DJF), de forma que, em vez de N ensembles, passar-se-á a dispor $3N$ ensembles.

Por construção do conjunto de simulações, sabe-se que

$$E[\varepsilon_{mn}\varepsilon_{m'n'}] = 0 \quad \text{se } m \neq m'. \quad (2.24)$$

Se y_{mn} e $y_{mn'}$ representarem valores médios mensais de dois meses de Inverno, da mesma simulação mas de anos diferentes, é muito pouco provável que $E[\varepsilon_{mn}\varepsilon_{mn'}] \neq 0$ [Lorenz, 1990]. Se, pelo contrário, n e n' representarem dois meses distintos, mas do mesmo Inverno, então $E[\varepsilon_{mn}\varepsilon_{mn'}]$ poderá ser diferente de 0. Vejamos, então, como é que a correlação entre ensembles afecta os estimadores das variâncias interna e forçada.

Considere, novamente, o modelo Ω_1 . Seja $y_{\cdot n}$ uma variável definida por

$$y_{\cdot n} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M y_{mn}. \quad (2.25)$$

Esta variável verifica o modelo seguinte

$$\Omega_3 \begin{cases} y_{\cdot n} = \beta_n + \varepsilon_{\cdot n} & (n = 1, \dots, 3N) \\ E[\varepsilon_{\cdot n}] = 0 \\ E[\varepsilon_{\cdot n}\varepsilon_{\cdot n'}] = \delta_{nn'} \frac{\sigma^2}{M} \end{cases}$$

onde, pelo teorema do limite central, se M for suficientemente grande, as flutuações livres $\varepsilon_{\cdot n}$ têm uma distribuição aproximadamente normal.

Seja $y_{..}$ a média de $y_{.n}$, e a 'variância' definida por

$$\frac{1}{3N-1} \sum_{n=1}^{3N} (y_{.n} - y_{..})^2 = \frac{1}{3N-1} \sum_{n=1}^{3N} [(\beta_n - \beta) + (\varepsilon_{.n} - \varepsilon_{..})]^2 \quad (2.26)$$

onde $\beta = \sum_{n=1}^{3N} \beta_n / 3N$. Desenvolvendo o quadrado da soma no segundo membro da equação 2.26, e calculando o valor expectável, obtém-se

$$E \left[\frac{1}{3N-1} \sum_{n=1}^{3N} (y_{.n} - y_{..})^2 \right] = \frac{1}{3N-1} \sum_{n=1}^{3N} (\beta_n - \beta)^2 + E \left[\frac{1}{3N-1} \sum_{n=1}^{3N} (\varepsilon_{.n} - \varepsilon_{..})^2 \right]. \quad (2.27)$$

Finalmente, sendo a expressão no operador $E[\]$ do segundo membro da equação 2.27 um estimador centrado da variância de $\varepsilon_{.n}$, pode-se reescrever essa equação na forma seguinte

$$\frac{1}{3N-1} \sum_{n=1}^{3N} (\beta_n - \beta)^2 = E \left[\frac{1}{3N-1} \sum_{n=1}^{3N} (y_{.n} - y_{..})^2 \right] - \frac{\sigma^2}{M}. \quad (2.28)$$

Considere, agora, que os ensembles n e $n+1$ não são independentes, i.e.,

$$E [\varepsilon_{mn} \varepsilon_{m(n+1)}] = \rho \sigma^2, \quad (2.29)$$

sendo ρ o coeficiente de correlação, e que todos os restantes pares de ensembles são independentes, i.e.,

$$E [\varepsilon_{mn} \varepsilon_{mn'}] = 0 \quad \text{se} \quad |n - n'| > 1. \quad (2.30)$$

Nestas condições, a variável $\varepsilon_{.n}$ continua a ter variância igual a σ^2/M , pois os membros de cada ensemble são independentes entre si, mas

$$E [\varepsilon_{.n} \varepsilon_{.n'}] = \begin{cases} \rho \frac{\sigma^2}{M} & \text{se } |n - n'| = 1 \\ 0 & \text{se } |n - n'| > 1 \end{cases} \quad (2.31)$$

Este é um resultado que se pode obter facilmente, substituindo $\varepsilon_{.n}$ por $\sum_{m=1}^M \varepsilon_{mn} / M$, utilizando a linearidade do operador $E[\]$ e atendendo às igualdades (2.24), (2.29) e (2.30). Da mesma forma, desenvolvendo o quadrado da diferença no segundo termo do segundo membro de (2.27) e atendendo ao resultado (2.31), obtém-se (vide Scheffé [1959], página 338)

$$\frac{1}{3N-1} \sum_{n=1}^{3N} (\beta_n - \beta)^2 = E \left[\frac{1}{3N-1} \sum_{n=1}^{3N} (y_n - y_{..})^2 \right] - \frac{\sigma^2}{M} \left(1 - \frac{2\rho}{3N} \right). \quad (2.32)$$

Conclui-se, portanto, que no caso dos ensembles não serem independentes, a variância interna é correctamente estimada por (2.3), sendo, no entanto, a variância forçada ligeiramente subestimada por (2.5), se $\rho > 0$.

2.4 Modos normais da atmosfera

Uma atmosfera adiabática, em equilíbrio hidrostático, pode oscilar livremente em torno de um estado de referência em repouso. As estruturas vertical e horizontal de cada modo de oscilação podem separar-se, sendo a estrutura horizontal idêntica à de um modo de oscilação livre para um fluido incompressível e pouco profundo sobre uma esfera.

Os modos normais (estruturas tridimensionais das oscilações livres) formam uma base, com significado físico, para a expansão dos campos da massa e do movimento horizontal da atmosfera, constituindo este facto uma propriedade fundamental para o trabalho apresentado nesta tese.

Nesta secção descreve-se a teoria dos modos normais na aproximação de uma atmosfera baixa ('shallow'), i.e., na aproximação tradicional duma atmosfera cuja dimensão vertical é muito menor que a dimensão horizontal, considerando-se a aceleração da gravidade, g , e o raio, r , constantes e iguais aos seus valores médios à superfície do Globo.

2.4.1 Equações primitivas linearizadas

Na aproximação de uma atmosfera baixa, as equações de balanço do movimento horizontal, da continuidade, do equilíbrio hidrostático e da termodinâmica, escritas no sistema de coordenadas (λ, θ, p) , que passaremos, mais simplesmente, a designar por sistema coordenadas p , sendo λ a longitude, θ a latitude e p a pressão, tomam a forma seguinte:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - 2\Omega v \sin \theta + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} = -\mathbf{V} \cdot \nabla u - \omega \frac{\partial u}{\partial p} + \frac{\tan \theta}{a} uv + F_u \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 2\Omega u \sin \theta + \frac{1}{a} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} = -\mathbf{V} \cdot \nabla v - \omega \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{\tan \theta}{a} u^2 + F_v \quad (2.34)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (2.35)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\frac{RT}{p} \quad (2.36)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{pS_0}{R}\omega = -\mathbf{V} \cdot \nabla T - \omega \frac{\partial T}{\partial p} + \frac{Q}{C_p} \quad (2.37)$$

onde S_0 é o parâmetro de estabilidade estática definido por

$$S_0 = \frac{R}{p} \left(\frac{kT_0}{p} - \frac{dT_0}{dp} \right). \quad (2.38)$$

Os restantes símbolos têm o significado seguinte:

\mathbf{V}	vector velocidade horizontal
u, v	componentes zonal e meridional do vector \mathbf{V}
ω	velocidade vertical na coordenada p
T	desvio em relação à temperatura do estado de referência, $T_0(p)$
ϕ	desvio em relação ao geopotencial do estado de referência, $\phi_0(p)$
R	constante específica do ar seco
C_p	capacidade térmica específica do ar a pressão constante
k	$= R/C_p$
a, Ω	raio e velocidade angular de rotação da terra
F_u, F_v	componentes zonal e meridional da força de atrito
Q	calor recebido por unidade de tempo e por unidade de massa

Na equação da termodinâmica 2.37 considerou-se $T_0 \gg T$, desprezando-se por isso o termo $\omega RT/pC_p$. Multiplicando (2.37) por $R/(pS_0)$, derivando em ordem a p e substituindo na equação resultante as relações (2.35) e (2.36), a equação da termodinâmica toma a forma

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{S_0} \frac{\partial \phi}{\partial p} \right) - \nabla \cdot \mathbf{V} = \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{R}{pS_0} \left(\mathbf{V} \cdot \nabla T + \omega \frac{\partial T}{\partial p} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{kQ}{pS_0} \right). \quad (2.39)$$

Nas equações 2.33, 2.34 e 2.39, os segundos membros contêm os termos não lineares e os termos diabáticos. Linearizando estas equações em torno de um estado de referência em repouso, numa atmosfera adiabática, obtemos um sistema de três equações para as variáveis dependentes u, v e ϕ :

$$\frac{\partial u}{\partial t} - 2\Omega v \sin \theta + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} = 0 \quad (2.40)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + 2\Omega u \sin \theta + \frac{1}{a} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} = 0 \quad (2.41)$$

$$\frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{1}{S_0} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) \right] - \nabla \cdot \mathbf{V} = 0. \quad (2.42)$$

Uma condição fronteira, apropriada para este sistema linearizado, corresponde a ser nulo o fluxo linearizado de massa através da superfície do globo, i.e.,

$$\frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) + \frac{p S_0}{R T_0} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) = 0 \quad \text{em } p = p_s, \quad (2.43)$$

onde p_s é um nível próximo da superfície do globo.

Multiplicando (2.40), (2.41) e (2.42) por u , v e $-\phi$, respectivamente, somando membro a membro e integrando para toda a massa da atmosfera, obtém-se

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int \int \int_M \left[\frac{u^2 + v^2}{2} + \frac{1}{2S_0} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right)^2 + \frac{\phi^2(p_s)}{2RT_0(p_s)} \right] \frac{a^2}{g} \cos \theta \, d\theta \, d\lambda \, dp = \\ \int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left[\lim_{p \rightarrow 0} \omega \phi \right] \frac{a^2}{g} \cos \theta \, d\theta \, d\lambda. \end{aligned} \quad (2.44)$$

O integral no primeiro membro de (2.44) representa a energia total, i.e., a soma das energias cinética e potencial disponível, sendo a sua conservação garantida pela condição

$$\lim_{p \rightarrow 0} \omega \phi = 0 \quad (2.45)$$

Substituindo ω pela expressão obtida da versão linearizada da equação 2.37, utilizando a equação hidrostática, e atendendo a que, sendo a atmosfera limitada, $\lim_{p \rightarrow 0} |\phi(p)| < \infty$, a condição fronteira, no topo da atmosfera, toma a forma

$$\lim_{p \rightarrow 0} \frac{1}{S_0} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right) = 0. \quad (2.46)$$

O sistema de equações 2.40-2.42 conjuntamente com as condições fronteira 2.43 e 2.46 constituem um modelo linearizado da atmosfera. Para que as soluções deste sistema de equações tenham significado físico, elas devem ser funções de quadrado integrável no intervalo $[0, p_s]$, pois a atmosfera é limitada, i.e., $\lim_{p \rightarrow 0} |\phi(p)| < \infty$, e deve possuir energia cinética finita, ou seja

$$\int_0^{p_s} \frac{u^2 + v^2}{2} \frac{dp}{g} < \infty. \quad (2.47)$$

2.4.2 Funções de estrutura vertical

No sistema (2.40)-(2.42), a coordenada vertical encontra-se, explicitamente, no operador

$$\mathbf{D} = \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{1}{S_0} \frac{\partial(\cdot)}{\partial p} \right], \quad (2.48)$$

sendo este uma forma particular do operador de Sturm-Liouville. Seguindo o procedimento de Sneddon [1974, sec. 8.2], pode-se definir uma transformada vertical

$$\mathcal{T}[f(p); \xi] = \frac{2}{p_s} \int_0^{p_s} f(p)G(p; \xi)dp, \quad (2.49)$$

que, quando aplicada às equações primitivas, permite eliminar a dependência vertical. $G(p; \xi)$ é uma função prescrita no intervalo $]0, p_s]$ para cada valor do parâmetro ξ , cujo domínio pode ser discreto ou contínuo.

Aplicando duas vezes a fórmula da integração por partes, pode-se verificar que

$$\begin{aligned} \mathcal{T}[\mathbf{D}f(p); \xi] &= \frac{2}{p_s} \lim_{p \rightarrow 0} \left\{ \frac{1}{S_0} \left[f(p) \frac{dG(p; \xi)}{dp} - G(p; \xi) \frac{df(p)}{dp} \right] \right\} \\ &+ \frac{2}{p_s S_0} \left[G(p_s; \xi) \left(\frac{f(p)}{dp} \right)_{p_s} - f(p_s) \left(\frac{dG(p; \xi)}{dp} \right)_{p_s} \right] \\ &+ \frac{2}{p_s} \int_0^{p_s} f(p) \mathbf{D}G(p; \xi) dp. \end{aligned} \quad (2.50)$$

Se, tal como $\phi(p)$, a função $G(p; \xi)$ for limitada, i.e., $\lim_{p \rightarrow 0} |G(p; \xi)| < \infty$, e se satisfizer as condições fronteira 2.43 e 2.46, tal como $\partial\phi/\partial t$, ou seja, se satisfizer as condições fronteira

$$\frac{dG}{dp} + \frac{pS_0}{RT_0} G = 0 \quad \text{em } p = p_s, \quad (2.51)$$

$$\lim_{p \rightarrow 0} \frac{1}{S_0} \frac{dG}{dp} = 0, \quad (2.52)$$

então, substituindo $f(p)$ por $\partial\phi/\partial t$, a equação (2.50) reduz-se a

$$\mathcal{T} \left[\mathbf{D} \left(\frac{\partial\phi}{\partial t} \right); \xi \right] = \frac{2}{p_s} \int_0^{p_s} \frac{\partial\phi}{\partial t} \mathbf{D}G(p; \xi) dp = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{2}{p_s} \int_0^{p_s} \phi \mathbf{D}G(p; \xi) dp \right\}. \quad (2.53)$$

Este resultado mostra que as funções limitadas $G(p; \xi)$ que satisfaçam as condições fronteira 2.51 e 2.52, e sejam soluções próprias da equação

$$(\mathbf{D} + \xi)G(p; \xi) = 0 \quad (2.54)$$

serão as funções apropriadas para definir a transformada vertical 2.49 que, quando aplicada ao sistema (2.40)-(2.42), permitirá eliminar a coordenada p . Com efeito, nessas circunstâncias, verifica-se que

$$\mathcal{T} \left[\mathbf{D} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right); \xi \right] = -\xi \frac{\partial}{\partial t} \mathcal{T} [\phi; \xi] \quad (2.55)$$

A equação 2.54 é designada por equação de estrutura vertical e constitui, conjuntamente com as condições fronteira 2.51 e 2.52, um problema de Sturm-Liouville singular se $\lim_{p \rightarrow 0} S_0(p) = \infty$, dependendo a natureza das soluções $G(p; \xi)$, apenas do comportamento de $S_0(p)$ numa vizinhança de $p = 0$ arbitrariamente pequena.

Cohn e Dee [1989] demonstraram que, na aproximação em que as equações primitivas 2.33-2.37 são válidas, i.e., numa atmosfera limitada, se verificam as seguintes propriedades:

- As soluções da equação 2.54 que satisfazem as condições 2.51 e 2.52 são funções limitadas (*cf.* teorema 2).
- Os valores próprios ξ são todos positivos e formam um espectro totalmente discreto (*cf.* teorema 3).
- As funções próprias $G(p; \xi)$ formam uma base ortogonal completa do espaço das funções de quadrado integrável no intervalo $]0, p_s]$ (*cf.* teorema 3), sendo o produto interno definido por

$$\langle f, g \rangle = \frac{2}{p_s} \int_0^{p_s} f(p)g(p)dp. \quad (2.56)$$

Estes resultados permitem concluir que a dependência vertical do vector coluna $(u, v, \phi)^T$, designando T a transposta, num ponto qualquer (λ, θ) e num instante t arbitrário, pode ser expressa pela combinação linear

$$(u, v, \phi)^T = \sum_{m=0}^{\infty} (\hat{u}, \hat{v}, \hat{\phi})_m^T G_m(p) \quad (2.57)$$

onde o vector $(\hat{u}, \hat{v}, \hat{\phi})_m^T$ depende apenas de (λ, θ, t) e m é um inteiro que corresponde à ordenação das funções próprias $G(p; \xi)$ pelo valor crescente dos valores próprios a que estão associadas. Se as funções $G_m(p)$ tiverem norma unitária, sendo a norma definida pelo produto interno 2.56, i.e., $\|f\| = \sqrt{\langle f, f \rangle}$, então

$$(\hat{u}, \hat{v}, \hat{\phi})_m^T = \frac{2}{p_s} \int_0^{p_s} (u, v, \phi)^T G_m(p) dp. \quad (2.58)$$

2.4.3 Funções de estrutura horizontal

Aplicando a transformada vertical 2.49 às equações 2.40-2.42, e atendendo à propriedade 2.55, obtém-se o seguinte sistema de equações

$$\frac{\partial \hat{u}_m}{\partial t} - 2\Omega \hat{v}_m \sin \theta + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \hat{\phi}_m}{\partial \lambda} = 0 \quad (2.59)$$

$$\frac{\partial \hat{v}_m}{\partial t} + 2\Omega \hat{u}_m \sin \theta + \frac{1}{a} \frac{\partial \hat{\phi}_m}{\partial \theta} = 0 \quad (2.60)$$

$$\frac{\partial \hat{\phi}_m}{\partial t} + \frac{gh_m}{a \cos \theta} \left[\frac{\partial \hat{u}_m}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \theta} (\hat{v}_m \cos \theta) \right] = 0 \quad (2.61)$$

sendo $\xi_m = 1/gh_m$. As constantes h_m são designadas por alturas equivalentes.

O sistema 2.59-2.61 é idêntico à versão linearizada das denominadas equações das águas pouco profundas, isto é, idêntico ao sistema de equações que descrevem os movimentos de pequena amplitude de uma camada fina e incompressível dum fluido homogêneo e sem atrito sobre uma esfera em rotação. Conclui-se, então, que a aplicação da transformada vertical reduz a solução do problema baroclínico inicial à sobreposição de soluções de problemas barotrópicos e incompressíveis, associados aos modos verticais $G_m(p)$.

As oscilações livres (modos normais) do sistema 2.59-2.61 são soluções da forma

$$(\hat{u}, \hat{v}, \hat{\phi})_m^T = \exp(-i 2\Omega \nu t) \mathbf{C}_m(\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{z})_m^T \quad (2.62)$$

onde $i = \sqrt{-1}$; ν é uma frequência adimensional; as componentes de $(\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{z})_m^T$ são variáveis adimensionais, dependentes em (λ, θ) ; e \mathbf{C}_m é uma matriz diagonal de factores de escala

$$\mathbf{C}_m = \begin{pmatrix} \sqrt{gh_m} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{gh_m} & 0 \\ 0 & 0 & gh_m \end{pmatrix}$$

Substituindo (2.62) nas equações 2.59-2.61, obtém-se

$$\mathbf{L}_m \mathbf{H}_m = \nu \mathbf{H}_m, \quad (2.63)$$

onde $\mathbf{H}_m = (\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{z})_m^T$, e \mathbf{L}_m é o seguinte operador diferencial e linear

$$\mathbf{L}_m = \begin{bmatrix} 0 & i \sin \theta & -i \frac{\gamma_m}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ -i \sin \theta & 0 & -i \gamma_m \frac{\partial}{\partial \theta} \\ -i \frac{\gamma_m}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & -i \frac{\gamma_m}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} [\cos \theta(\cdot)] & 0 \end{bmatrix}$$

sendo $\gamma_m = \sqrt{gh_m}/2\Omega a = \epsilon_m^{-1/2}$. A constante ϵ_m é designada por parâmetro de Lamb.

Considera-se como domínio do operador \mathbf{L}_m o espaço linear, \mathcal{F} , dos vectores $\tilde{\mathbf{W}}_m$ cujas componentes são funções contínuas e diferenciáveis sobre a esfera. Pertencem, portanto, ao espaço linear, \mathcal{F} , os vectores adimensionais dados por

$$\tilde{\mathbf{W}}_m = \mathbf{C}_m^{-1}(\hat{u}, \hat{v}, \hat{\phi})_m^T$$

Definindo o produto interno

$$\langle \tilde{\mathbf{W}}_m^j, \tilde{\mathbf{W}}_m^k \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} (\tilde{\mathbf{W}}_m^j)^* \cdot \tilde{\mathbf{W}}_m^k \cos \theta \, d\theta \, d\lambda, \quad (2.64)$$

onde $()^*$ designa o conjugado da transposta, facilmente se pode verificar, integrando por partes em ordem a λ e a θ , que

$$\langle \tilde{\mathbf{W}}_m^j, \mathbf{L} \tilde{\mathbf{W}}_m^k \rangle = \langle \mathbf{L} \tilde{\mathbf{W}}_m^j, \tilde{\mathbf{W}}_m^k \rangle \quad (2.65)$$

isto é, que \mathbf{L}_m é um operador hermítico.

Sendo \mathbf{L}_m um operador hermítico, então as frequências ν (valores próprios) são reais (i.e., as soluções 2.62 representam oscilações livres) e as funções de estrutura horizontal (vectores próprios) associadas a frequências diferentes são ortogonais.

Dado que \mathbf{L}_m é também linear em relação à longitude, os modos normais têm uma estrutura horizontal da forma

$$\mathbf{H}_{ms}(\lambda, \theta) = \Theta_{ms}(\theta) \exp(is\lambda),$$

sendo as estruturas meridionais dadas pelos os vectores $\Theta_{ms}(\theta) = [U_{ms}(\theta), iV_{ms}(\theta), Z_{ms}(\theta)]^T$. A inclusão do factor i na segunda componente de Θ_{ms} , deve-se ao facto de a segunda componente de \mathbf{H}_{ms} estar desfasada de $\pi/2$ em relação às outras duas. A existência deste desfasamento pode facilmente ser verificada, substituindo o vector \mathbf{H}_{ms} em (2.63) e resolvendo o sistema em ordem a $U_{ms}(\theta)$ e $V_{ms}(\theta)$. Uma ilustração física do desfasamento é dada pelo vento em torno de uma depressão e um anticiclone adjacentes, encontrando-se os máximos do vento zonal e do geopotencial em fase e o máximo do vento meridional um quarto de comprimento de onda atrás do máximo do geopotencial.

Os vectores \mathbf{H}_{ms} e Θ_{ms} são designados, respectivamente, por vectores harmónicos de Hough e vectores de Hough, em homenagem ao trabalho desenvolvido por Hough [1898] na pesquisa de soluções das equações 2.59-2.61.

Para cada harmónico de Hough, \mathbf{H}_{ms} , associado com uma dada frequência ν , existe um par conjugado $\overline{\mathbf{H}}_{ms}$ com frequência $-\nu$, como facilmente se pode verificar, calculando a conjugada de (2.63)

$$\overline{\mathbf{L}_m \mathbf{H}_{ms}} = \overline{\nu \mathbf{H}_{ms}} \iff -\mathbf{L}_m \overline{\mathbf{H}}_{ms} = \nu \overline{\mathbf{H}}_{ms},$$

onde $\overline{(\)}$ representa o conjugado.

Os modos normais de (2.59)-(2.61) são agrupados em duas classes de soluções [Longuet-Higgins, 1968]: as soluções de classe I ou ondas gravítico-inerciais e as soluções de classe II ou ondas de Rossby (rotacionais). Utilizando o teorema de Helmholtz nas equações 2.59-2.61 e resolvendo em ordem ao potencial de velocidade Φ e à função de corrente Ψ , verifica-se que, quando $\gamma \rightarrow \infty$, as ondas de classe I têm, aproximadamente, a seguinte forma

$$\begin{aligned}\Phi &\approx AP_n^s(\sin \theta) \exp[i(s\lambda - 2\Omega\nu t)] \\ \Psi &\approx 0,\end{aligned}$$

com a frequência dada por

$$\nu \approx \pm \frac{\sqrt{n(n+1)}}{2\Omega a} \sqrt{gh_m};$$

e as ondas de classe II são dadas, aproximadamente, por

$$\begin{aligned}\Phi &\approx 0 \\ \Psi &\approx iBP_n^s(\sin \theta) \exp[i(s\lambda - 2\Omega\nu t)],\end{aligned}$$

sendo a frequência

$$\nu \approx -\frac{s}{n(n+1)}.$$

$P_n^s(\sin \theta)$ são funções associadas de Legendre e A e B são constantes [cf. Longuet-Higgins, 1968, sec.4].

Para a interpretação destas formas assintóticas das soluções do sistema 2.59-2.61 é conveniente recordar que a frequência, ν , é adimensional (*c.f.* eq. 2.62). Na forma assintótica, as ondas de classe I são ondas divergentes e irrotacionais ($\Psi = 0$),

com uma relação de dispersão semelhante à das ondas gravíticas para águas pouco profundas; por outro lado, as ondas de classe II são ondas rotacionais e não divergentes ($\Phi = 0$), sendo a sua relação de dispersão semelhante à das ondas planetárias.

Uma outra propriedade importante das funções de estrutura horizontal (modos de Hough) é a sua simetria em relação ao equador. Uma função $f(\lambda, \theta)$ diz-se simétrica em relação ao equador se $f(\lambda, \theta) = f(\lambda, -\theta)$, e anti-simétrica se $f(\lambda, \theta) = -f(\lambda, -\theta)$. As componentes da velocidade e o geopotencial podem escrever-se como a soma de componentes simétricas e anti-simétricas: $\hat{u} = \hat{u}_S + \hat{u}_A$, $\hat{v} = \hat{v}_S + \hat{v}_A$ e $\hat{\phi} = \hat{\phi}_S + \hat{\phi}_A$. Substituindo estas igualdades em (2.59)-(2.61) e atendendo a que a derivada de uma função simétrica (anti-simétrica) é uma função anti-simétrica (simétrica), obtêm-se dois sistemas linearmente independentes: um sistema dito simétrico cujas soluções têm as componentes \hat{u} e $\hat{\phi}$ simétricas e \hat{v} anti-simétrica; outro dito anti-simétrico em que as componentes \hat{u} e $\hat{\phi}$ são anti-simétricas e \hat{v} é simétrica. No Hemisfério Norte, os movimentos representados pelos modos simétricos são a imagem especular dos movimentos no Hemisfério Sul, não havendo portanto qualquer fluxo através do equador. No caso anti-simétrico, o movimento no equador é normal ao plano equatorial.

Seja \mathcal{W}_m o subespaço de \mathcal{F} , constituído pelas projecções ortogonais (2.58) das soluções das equações primitivas não linearizadas, (2.33), (2.34) e (2.39), sobre as estruturas verticais $G_m(p)$, multiplicadas pela matriz inversa de \mathbf{C}_m . Por outras palavras, seja \mathcal{W}_m o espaço das soluções adimensionais, $\tilde{\mathbf{W}}_m$, do sistema de equações que se obtêm pela aplicação da transformada vertical \mathcal{T} às equações 2.33, 2.34 e 2.39. Atendendo a que \mathbf{L}_m é um operador hermítico então, de acordo com o teorema de expansão do movimento de um fluido num volume finito [cf. Eckart, 1960, Cap. VI], os vectores harmónicos de Hough constituem uma base ortogonal completa do subespaço \mathcal{W}_m . Sendo (u, v, ϕ) solução das equações primitivas não linearizadas, as projecções $(\hat{u}, \hat{v}, \hat{\phi})_m^T$, definidas por (2.58), podem, portanto, ser expandidas na seguinte combinação linear de harmónicos de Hough

$$(\hat{u}, \hat{v}, \hat{\phi})_m^T = \mathbf{C}_m \tilde{\mathbf{W}}_m = \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{\alpha=1}^3 w_{mst}^{\alpha}(t) \mathbf{C}_m \mathbf{H}_{mst}^{\alpha}(\lambda, \theta), \quad (2.66)$$

onde $\alpha = 1, 2, 3$ designa, respectivamente, ondas gravítico-inerciais que se propagam para Oeste, ondas rotacionais, e ondas gravítico-inerciais que se propagam para Este; l é um índice meridional que corresponde à ordenação das ondas gravítico-inerciais pelos valores crescentes dos módulos das frequências, ν , e, no caso das ondas rotacionais, pelos valores decrescentes dos módulos das respectivas frequências. O índice meridional

l está, também, relacionado com o número de zeros dos perfis meridionais de $U_{msl}(\theta)$, $V_{msl}(\theta)$ e $Z_{msl}(\theta)$, dando, por isso, uma indicação da escala meridional do movimento. Os modos de Rossby zonais (i.e., para $s = 0$) são degenerados, sendo a respectiva frequência nula. Neste caso, o índice l corresponde apenas à escala meridional.

Considerando os harmónicos de Hough com norma unitária, sendo a norma definida pelo produto interno 2.64, isto é, se $\|\mathbf{H}_{msl}^\alpha\| = \sqrt{\langle \mathbf{H}_{msl}^\alpha, \mathbf{H}_{msl}^\alpha \rangle} = 1$, os coeficientes w_{msl}^α em (2.66) são dados por

$$w_{msl}^\alpha = \langle \mathbf{H}_{msl}^\alpha, \tilde{\mathbf{W}}_m \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \mathbf{H}_{msl}^{\alpha*} \mathbf{C}_m^{-1}(\hat{u}, \hat{v}, \hat{\phi})_m^T \cos \theta \, d\theta \, d\lambda \quad (2.67)$$

2.4.4 Base de modos normais tridimensionais

Substituindo $(\hat{u}, \hat{v}, \hat{\phi})_m^T$ em (2.57) pela expansão (2.66) obtemos

$$(u, v, \phi)^T = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{\alpha=1}^3 w_{msl}^\alpha(t) \mathbf{\Pi}_{msl}^\alpha(\lambda, \theta, p), \quad (2.68)$$

onde as funções vectoriais $\mathbf{\Pi}_{msl}^\alpha(\lambda, \theta, p) = G_m(p) \mathbf{C}_m \mathbf{H}_{msl}^\alpha(\lambda, \theta)$ definem as estruturas tridimensionais dos modos normais de uma atmosfera adiabática e linearizada em torno de um estado em repouso, formando uma base ortogonal completa do espaço \mathcal{S} dos campos vectoriais $(u, v, \phi)^T$, que são soluções das equações primitivas não linearizadas 2.33, 2.34 e 2.39. A convergência da expansão 2.68 é definida na média.

O índice vertical, m , representa o número de zeros das funções $G_m(p)$, no intervalo $0 \leq p \leq p_s$ [cf. Cohn e Dee, 1989, teorema 3]. Assim, os modos $\mathbf{\Pi}_{0sl}^\alpha$ são designados por modos barotrópicos ou externos, pois $G_0(p)$ é aproximadamente constante e não tem nenhum zero na vertical, sendo os modos $\mathbf{\Pi}_{msl}^\alpha$ com $m \geq 1$ designados por modos baroclínicos ou internos, com m nodos na vertical.

Sejam \mathbf{W}_1 e \mathbf{W}_2 dois vectores pertencentes ao espaço \mathcal{S}' gerado pelas expansões lineares 2.68, com o produto interno definido por

$$\langle \mathbf{W}_1, \mathbf{W}_2 \rangle = \frac{1}{4\pi g} \int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{p_s} \mathbf{W}_1^* \cdot \mathbf{M} \mathbf{W}_2 \cos \theta \, dp \, d\theta \, d\lambda, \quad (2.69)$$

onde \mathbf{M} é um operador matricial, diferencial e linear

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -\mathbf{D} \end{bmatrix},$$

sendo \mathbf{D} definido pela expressão 2.48.

O quadrado da norma, definida novamente pelo produto interno, é dado por

$$\begin{aligned} \|\mathbf{W}\|^2 &= \langle \mathbf{W}, \mathbf{W} \rangle \\ &= \frac{1}{4\pi g} \int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{p_s} \left[\frac{u^2 + v^2}{2} - \frac{\phi}{2} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{S_0} \frac{\partial \phi}{\partial p} \right) \right] \cos \theta \, dp \, d\theta \, d\lambda \end{aligned} \quad (2.70)$$

Integrando o terceiro termo por partes em ordem a p e atendendo a que ϕ (o geopotencial ajustado por uma expansão linear de modos verticais (2.57)) verifica as condições fronteira 2.51 e 2.52, pode-se reescrever o quadrado da norma na seguinte forma

$$\begin{aligned} \|\mathbf{W}\|^2 &= \frac{1}{4\pi g} \int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{p_s} \left[\frac{u^2 + v^2}{2} + \frac{1}{2S_0} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{\phi^2(p_s)}{2RT_0(p_s)} \right] \cos \theta \, dp \, d\theta \, d\lambda \end{aligned} \quad (2.71)$$

O quadrado da norma é, portanto, igual ao integral no primeiro membro de (2.44) dividido pela área da superfície do globo. A contribuição da variância observada do geopotencial à superfície para o integral em (2.71) é muito pequena, da ordem de 1% das contribuições conjuntas devidas à energia cinética, K , e à energia potencial disponível, P . Assim, o quadrado norma de \mathbf{W} é uma muito boa aproximação da energia total ($K + P$) média por unidade de área horizontal.

Sejam, agora, \mathbf{W} e \mathbf{W}' dois campos reais definidos por dois pares conjugados de modos normais

$$\begin{aligned} \mathbf{W} &= w_{msl}^\alpha \mathbf{\Pi}_{msl}^\alpha + w_{m(-s)l}^\alpha \mathbf{\Pi}_{m(-s)l}^\alpha \\ \mathbf{W}' &= w_{m's'l'}^{\alpha'} \mathbf{\Pi}_{m's'l'}^{\alpha'} + w_{m'(-s')l'}^{\alpha'} \mathbf{\Pi}_{m'(-s')l'}^{\alpha'} \end{aligned}$$

Como \mathbf{W} e \mathbf{W}' são reais $w_{m(-s)l}^\alpha = (w_{msl}^\alpha)^*$. Calculando o produto interno $\langle \mathbf{W}, \mathbf{W}' \rangle$ e considerando $s, s' \geq 0$, obtém-se

$$\langle \mathbf{W}, \mathbf{W}' \rangle = \frac{p_s h_m}{8} \left(w_{m(-s)l}^\alpha w_{m's'l'}^{\alpha'} + w_{msl}^\alpha w_{m'(-s')l'}^{\alpha'} \right) \delta_{mm'} \delta_{ss'} \delta_{ll'} \delta_{\alpha\alpha'}$$

Verifica-se, assim, a ortogonalidade dos vectores $\mathbf{\Pi}_{msl}^\alpha$ em relação ao produto interno (2.69) e que, se $\alpha = \alpha'$, $m = m'$, $s = s'$ e $l = l'$, i.e., se $\mathbf{W} = \mathbf{W}'$, então

$$\|\mathbf{W}\|^2 = \frac{p_s h_m}{8} \left(|w_{msl}^\alpha|^2 + |w_{m(-s)l}^\alpha|^2 \right). \quad (2.72)$$

Pode, finalmente, concluir-se que os quadrados dos módulos das projecções, w_{msl}^α , dos campos $(u, v, \phi)^T$ são proporcionais às energias totais médias, por unidade de área horizontal, associadas aos respectivos modos $\mathbf{\Pi}_{msl}^\alpha$.

Capítulo 3

Simulação da Variabilidade Climática

De acordo com a noção dinâmica de clima apresentada na secção 2.2.1, estudaram-se as variabilidades livre e forçada da circulação geral de Inverno (DJF), simulada com a versão VII.1 do Modelo de Circulação Geral da Atmosfera da Universidade de Melbourne (MU AGCM). Com essa finalidade, realizaram-se 10 simulações independentes da circulação geral da atmosfera, tendo em todas as simulações sido utilizado como forçamento os campos observados das SSTs e das coberturas de gelos oceânicos, no período 1979-88.

Os campos simulados da velocidade horizontal e do geopotencial foram projectados numa base de modos normais tridimensionais, tornando possível analisar separadamente as componentes barotrópicas e as componentes baroclínicas, bem como as ondas gravítico-inerciais e as ondas rotacionais. Por outro lado, a projecção na base de modos normais fornece um método que garante uma filtragem coerente dos campos do movimento horizontal e do geopotencial, baseado em critérios formulados numa dinâmica linearizada da atmosfera, para além de critérios baseados nas características próprias das diferentes escalas espaço-temporais.

A análise de variâncias descrita na secção 2.3.1 foi efectuada no espaço das projecções na base de modos normais. Dado que os padrões de anomalias, associadas à variabilidade de baixa frequência da circulação extratropical, no Inverno do Hemisfério Norte, apresentam uma estrutura vertical equivalente à estrutura barotrópica [Wallace e Gutzler, 1981; Kushnir e Wallace, 1989], o mesmo acontecendo com a variabilidade extratropical, em ambos os Hemisférios, associada a anomalias das SSTs no Pacífico

Tropical [Horel e Wallace, 1981; Karoly, 1989], parte do presente estudo foi, naturalmente, dedicado a uma análise da variabilidade dos modos barotrópicos.

Uma Análise em Componentes Principais Complexas (CPCA), realizada sobre as séries temporais dos coeficientes das projecções, permitiu identificar padrões globais das anomalias da circulação atmosférica, livres ou forçadas. Os padrões do campo vectorial $(u, v, \phi)^T$, calculados neste trabalho, apresentam muitas analogias com padrões de campos escalares, documentados em outros estudos (e.g., variabilidade do geopotencial para latitudes a norte do paralelo 20° N) que, embora de larga escala, não possuem o carácter global do presente estudo. Sublinhe-se, ainda, o facto de neste estudo se ter efectuado uma análise simultânea dos campos do vento horizontal e do geopotencial, tendo-se em conta, implicitamente, a variabilidade do gradiente do geopotencial bem como a variação meridional do parâmetro de Coriolis.

As anomalias da circulação atmosférica sobre o Pacífico intertropical, associadas a episódios de El Niño, são caracterizadas por um deslocamento para Este do padrão de divergência da referida circulação [Webster e Chang, 1988]. O perfil vertical de divergência da circulação em sistemas sinóticos, nas regiões de precipitação do Pacífico equatorial [cf. Holton, 1992, fig. 11.5], apresenta uma estrutura semelhante à da quarta componente baroclínica, $m = 4$ (fig. 3.1), na troposfera. Por outro lado, sendo pequena a altura equivalente associada à função de estrutura vertical da quarta componente baroclínica ($h_4 = 179$ m), os modos horizontais de baixo índice meridional estão confinados à região intertropical [Longuet-Higgins, 1968]. Assim, dada a possibilidade de parte da variabilidade da circulação intertropical se projectar na quarta componente baroclínica, analisaram-se, também, as variabilidades livre e forçada daquela componente.

Finalmente, calcularam-se os mapas de correlação das séries temporais das Componentes Principais (PCs) forçadas com as séries temporais das anomalias das SSTs, em cada nó da malha, procedimento que permitiu identificar o modo dominante do campo de forçamento.

3.1 Descrição do modelo

A versão original do MU AGCM foi desenvolvida com base no modelo descrito por McAvaney et al [1978], encontrando-se as modificações subsequentes documentadas em Simmonds [1985], Simmonds *et al.* [1988] e Simmonds e Lynch [1992]. Trata-se de um

modelo espectral, sendo as distribuições horizontais das variáveis de prognóstico (bem como de algumas variáveis de diagnóstico) expandidas em séries de funções harmónicas esféricas, com truncatura romboidal. Na versão VII.1 utilizada neste estudo, as séries são truncadas no número de onda 21. Esta truncatura corresponde, no modelo, a uma malha horizontal com a resolução de 64 nós em longitudes por 54 nós gaussianos em latitude. Na vertical, as variáveis são discretizadas em 9 níveis 'sigma', i.e., níveis de pressão normalizada pela pressão à superfície, cujos valores são: 0.991, 0.926, 0.811, 0.664, 0.500, 0.336, 0.189, 0.074 e 0.009.

A versão utilizada é integrada em ciclo sazonal de 365 dias, sem o ciclo diário, sendo a radiação solar, no topo da atmosfera do modelo, função do ângulo zenital médio diário. Os processos radiativos são parametrizados seguindo o esquema de Manabe e Strickler [1964] e de Manabe e Wetherald [1967]. A radiação interactiva com as nuvens, o ozono e o dióxido de carbono, prescritos com base em distribuições climatológicas, e com a distribuição do vapor de água calculada pelo modelo. O ciclo sazonal das nuvens, em função da altitude (três níveis verticais: nuvens baixas, médias e altas), da longitude e da latitude, foi obtido a partir das climatologias de Warren *et al.* [1988a] sobre a terra, e Warren *et al.* [1988b] sobre o oceano. O ciclo sazonal do ozono, também prescrito e com variações verticais e meridionais, foi obtido a partir dos dados de Dütsch [1978]. A razão de mistura do dióxido de carbono é mantida constante com o valor $4.56 \times 10^{-4} \text{ kg kg}^{-1}$. Os cálculos radiativos são efectuados em intervalos de 12 horas, sendo as taxas de aquecimento mantidas constantes durante cada intervalo.

A convecção é parametrizada pelo esquema de ajustamento convectivo húmido, e os fluxos de momento linear, de calor latente e de calor sensível, na camada superficial, são calculados utilizando a teoria da semelhança de Monin-Obukhov. O conteúdo de água no solo é calculado pelo modelo de duas camadas de Deardorff [1977].

O modelo distingue quatro tipos de superfícies: terra, oceano, gelo e neve. Exceptuando-se o caso dos campos das SSTs, que são prescritos, as temperaturas da superfície são calculadas através da equação de balanço dos fluxos de energia à superfície. O albedo da terra é constante no tempo, com variações longitudinais e meridionais, e o albedo da superfície do oceano depende da latitude e do ângulo zenital médio diário. O albedo do gelo tem valor constante em cada hemisfério, e o albedo da neve é constante no Hemisfério Sul e depende da latitude no Hemisfério Norte.

A topografia do modelo foi determinada através de uma análise harmónica realizada

sobre os dados de Gates e Nelson [1975], originariamente numa malha de 1° lat. \times 1° long., de forma a proporcionar uma representação adequada à resolução do modelo. A fim de reduzir a suavização introduzida pelo processo de interpolação, adicionou-se um desvio padrão dos dados originais, sobre a área representada por cada nó da malha do modelo, à topografia média do nó.

Antes de se utilizar um AGCM para investigar a resposta da atmosfera a variações do seu forçamento externo, deve-se garantir que o modelo simula em boa aproximação o clima observado. A este propósito, podem referir-se vários estudos que mostram que o MU AGCM realiza simulações adequadas do clima observado [Boer *et al.*, 1991, 1992].

3.2 Simulações

Realizaram-se 10 simulações paralelas e independentes da circulação atmosférica, no período de 1979-88. Cada integração foi iniciada no dia 1 de Janeiro, com um estado da atmosfera do modelo diferente (considerado independente) do das outras integrações, mas sujeita à mesma evolução forçadora dos campos das SSTs e da extensão dos gelos oceânicos observados durante período simulado. O incremento temporal das integrações foi de 15 min.

As SSTs e os gelos oceânicos foram obtidos a partir dos valores médios mensais dos dados utilizados na Divisão de Investigação da Atmosfera do CSIRO - Austrália, no âmbito do programa AMIP (Atmospheric Model Intercomparison Project) (Martin Dix, comunicação pessoal), os quais vinham originariamente discretizados numa malha com 64 nós em longitude por 56 nós gaussianos em latitude. Os campos das SSTs foram, então, interpolados por splines cúbicos para os 54 nós gaussianos em latitude da malha do MU AGCM. Em seguida, obtiveram-se valores diários das SSTs interpolando linearmente os valores médios mensais entre os dias 15 de dois meses consecutivos. No que respeita ao campo da cobertura de gelo procedeu-se da forma que, a seguir, se descreve: se um nó da malha do CSIRO AGCM estivesse coberto de gelo, o nó de latitude mais próxima, na malha do MU AGCM, considerava-se também coberto de gelo. Embora a extensão dos gelos fosse lida diariamente pelo modelo, ela foi actualizada apenas mensalmente.

Os estados iniciais da atmosfera do modelo, consistentes com as condições fronteira (SSTs) impostas, foram obtidos pelo processo que, a seguir, se descreve: Escolheram-

se 10 dias 1 de Janeiro diferentes, obtidos de uma simulação de controlo de 30 anos, forçada por ciclos sazonais climatológicos das SSTs e da extensão dos gelos. Integrou-se o modelo para o mês de Janeiro de 1979, iniciando-o com um dia 1 de Janeiro escolhido da simulação climatológica e utilizando as SSTs e a cobertura de gelos observadas. Voltou-se a integrar o modelo para Janeiro de 1979, mas iniciando-o com o dia 31 de Janeiro da integração anterior. Repetiu-se o passo anterior, integrando o modelo até ao dia 11 de Janeiro. Finalmente, simulou-se a circulação atmosférica no período de 1 de Janeiro de 1979 a 31 de Dezembro 1988, iniciando a integração com o estado da atmosfera do dia 11 de Janeiro, obtido da forma descrita.

Deve-se referir, finalmente, que a utilização de ciclos sazonais climatológicos dos campos da cobertura de neves e das nuvens, no forçamento radiativo do modelo, exclui mecanismos de retroacção entre aqueles campos e a atmosfera [Walland e Simmonds, 1996]. A exclusão desses mecanismos de retroacção pode introduzir algumas distorções na resposta da atmosfera ao forçamento oceânico.

3.3 Projecção na base de modos normais

Na secção 2.4 descreveram-se os modos normais da atmosfera com as equações primitivas formuladas na coordenada vertical p . Contudo, é igualmente possível construir uma base de modos normais com as equações primitivas escritas na coordenada vertical 'sigma' [Kasahara e Puri, 1981]. Embora esta formulação fosse a escolha natural para expandir os campos $(u, v, \phi)^T$ simulados pelo MU AGCM, optou-se por construir a base de modos normais na coordenada p , pois, no capítulo 4, serão analisados campos provenientes do National Centers for Environmental Prediction (NCEP), disponíveis em níveis isobáricos.

As componentes zonal e meridional do vento foram calculadas a partir dos campos da divergência e da vorticidade nas superfícies sigma do modelo, e interpoladas para os níveis isobáricos, utilizando o método de splines cúbicos. O geopotencial nos níveis isobáricos foi obtido por interpolação hidrostática dos campos do geopotencial calculados nas superfícies sigma.

3.3.1 Projecção vertical

O perfil vertical da temperatura, T_0 , da atmosfera de referência do modelo, foi calcu-

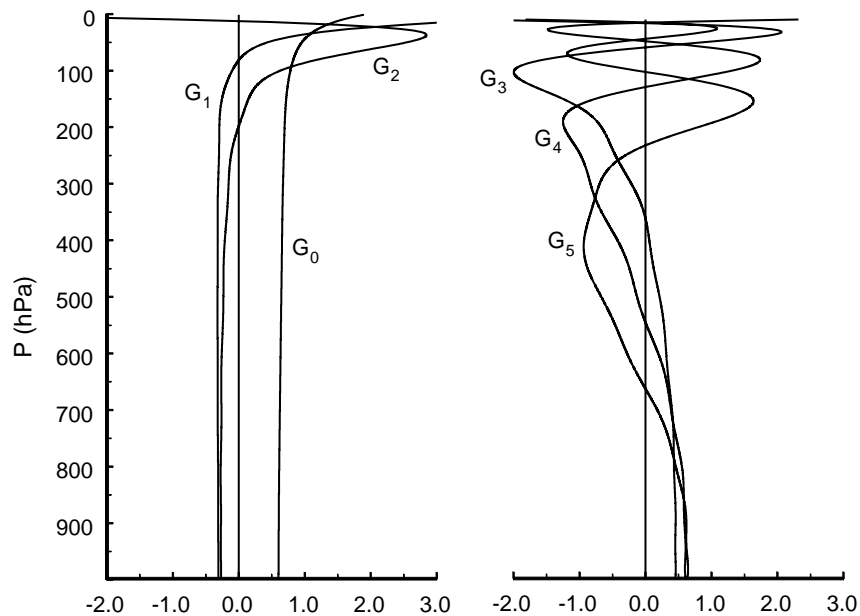


Figura 3.1: Estruturas verticais dos modos $m = 0, \dots, 5$.

lado em 12 níveis isobáricos padrão: 30, 50, 100, 150, 200, 250, 300, 400, 500, 700, 850 e 1000 hPa. Estes níveis são os mesmos dos dados FGGE IIIb analisados por Castanheira *et al.* [1999]. Assim, as funções de estrutura vertical foram calculadas da forma descrita por Castanheira *et al.* (vide secs. 2 e 4.1), apenas diferindo no facto de a temperatura, em níveis acima dos 30 mb, ter sido, também, interpolada da atmosfera de referência do modelo. Na figura 3.1 apresentam-se as estruturas verticais do modo barotrópico e dos 5 primeiros modos baroclínicos.

As projecções (2.58) do vector $(u, v, \phi)^T$ sobre as funções de estrutura vertical foram calculadas pelo método de quadratura de Gauss. Consideraram-se 36 níveis isobáricos gaussianos, sendo as componentes do vento horizontal e o geopotencial interpolados directamente a partir dos respectivos valores nas superfícies sigma do modelo. Nos dois níveis gaussianos acima dos 9 hPa consideraram-se as anomalias dos geopotencial e do vento iguais às anomalias no nível dos 9 hPa. No caso das componentes do vento, assumiu-se a condição de escorregamento nulo à superfície, i.e., $\mathbf{V} = \mathbf{0}$ em $p = p_s$.

3.3.2 Projecção horizontal

As frequências próprias ν e os vectores harmónicos de Hough foram calculados numericamente pelo método descrito por Swartrauber e Kasahara [1985]. O método consiste em expandir as soluções próprias de (2.63) em séries de vectores harmónicos

esféricos,

$$\mathbf{H}_{ms}(\lambda, \theta) = \Theta_{ms}(\theta) \exp(is\lambda) = \sum_{n \geq s} (iA_n^s \mathbf{Y}_{n,1}^s + B_n^s \mathbf{Y}_{n,2}^s - C_n^s \mathbf{Y}_{n,3}^s), \quad (3.1)$$

onde $\mathbf{Y}_{n,1}^s$, $\mathbf{Y}_{n,2}^s$ e $\mathbf{Y}_{n,3}^s$ são vectores harmónicos esféricos definidos, respectivamente, por

$$\mathbf{Y}_{n,1}^s = \frac{\exp(is\lambda)}{\sqrt{n(n+1)}} \begin{bmatrix} \frac{is}{\cos \theta} P_n^s \\ \frac{dP_n^s}{d\theta} \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{Y}_{n,2}^s = \frac{\exp(is\lambda)}{\sqrt{n(n+1)}} \begin{bmatrix} -\frac{dP_n^s}{d\theta} \\ \frac{is}{\cos \theta} P_n^s \\ 0 \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{Y}_{n,3}^s = \exp(is\lambda) \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ P_n^s \end{bmatrix},$$

sendo P_n^s as funções associadas de Legendre. Substituindo 3.1 na equação (2.63), obtém-se um novo problema de valores e vectores próprios onde as frequências, ν , são os valores próprios e os vectores coluna, cujas componentes são os coeficientes $(A_n^s, B_n^s, C_n^s, \dots)$ da expansão, são os vectores próprios. No caso de $s \geq 1$, obtém-se duas matrizes pentadiagonais, reais e simétricas, uma para os vectores de Hough simétricos e outra para os antissimétricos. No caso dos modos zonais ($s = 0$), os modos gravíticos e os modos rotacionais são calculados através de dois problemas de vectores próprios distintos. No entanto, em ambos os casos, os vectores de Hough zonais são obtidos pela diagonalização de matrizes tridiagonais, reais e simétricas.

Quanto maior for o número de termos incluídos na expansão 3.1, mais as frequências, ν , e os vectores de Hough numéricos se aproximam das soluções exactas. No entanto, para fins de cálculo, a série deve ser truncada numa ordem finita, $N = n - (s - 1)$, tal que as soluções numéricas obtidas sejam, ainda, boas aproximações do conjunto de vectores de Hough de interesse para o problema em questão. Swarztrauber e Kasahara [1985] sugeriram que a ordem de truncatura, N , deve ser igual ao máximo de $\{40, 3L, 2/\gamma_m\}$, onde L é o número de modos meridionais de cada tipo que se deseja calcular, e γ_m é o parâmetro definido na secção 2.4.3.

Neste trabalho, os problemas de valores e vectores próprios, que resultam da substituição da expansão 3.1 na equação 2.63, foram resolvidos utilizando subrotinas da

NAG (The Numerical Algorithms Group). Como se poderá verificar pelos resultados que aqui serão apresentados, o número de modos meridionais de cada tipo, retidos na análise da variabilidade da circulação atmosférica, é sempre ≤ 21 . Por outro lado, para a menor altura equivalente considerada neste estudo, tem-se $h_4 = 179$ m, e $2/\gamma_4 = 44.3$. A ordem de truncatura escolhida para a expansão 3.1 foi $N = n - (s - 1) = 76$, o que dá um número de termos maior que o número mínimo sugerido pelo critério de Swartrauber e Kasahara. Como o problema de valores próprios se pode decompor em dois problemas, um para os modos simétricos e outro para os antissimétricos, a ordem de truncatura escolhida implica que as matrizes a diagonalizar tenham a dimensão $(3N/2) \times (3N/2) \equiv 114 \times 114$.

As componentes dos vectores de Hough, $[U_{msl}^\alpha(\theta), iV_{msl}^\alpha(\theta), Z_{msl}^\alpha(\theta)]^T$, foram calculadas nas 54 latitudes gaussianas da malha do MU AGCM.

Depois de obtidas as projecções verticais do campo $(u, v, \phi)^T$, em cada nó da malha do modelo, calcularam-se, também, as suas transformadas de Fourier, em cada latitude. Finalmente, os coeficientes w_{msl}^α foram obtidos calculando o integral meridional em (2.67) pelo método da quadratura de Gauss.

3.4 Decomposição da circulação nas componentes livre e forçada

As componentes livre e forçada da circulação geral da atmosfera nos meses de Inverno (DJF) foram analisadas com base nas médias mensais dos campos $(u, v, \phi)^T$. Estes campos médios foram projectados na base dos modos normais da atmosfera de referência do modelo, de acordo com o método descrito na secção anterior.

Antes de se proceder à decomposição nas componentes livres e forçadas, os coeficientes w_{msl}^α foram dessazonalizados, tendo-se, para isso, subtraído a cada coeficiente a respectiva média 'climatológica', calculada sobre os 10 anos de todas as simulações. Com este procedimento pretendeu-se garantir que a variabilidade da componente forçada (*cf.* eq. 2.1), fosse devida, apenas, às anomalias do forçamento oceânico.

Para cada coeficiente obtiveram-se, assim, 10 séries temporais (10 simulações) independentes, cada uma com 30 termos (3 meses \times 10 anos). Estas séries foram então decompostas nas suas componentes livres e forçadas

$$w_\beta(i, j) = [w_\beta]_j + w'_\beta(i, j) \quad i = 1, \dots, 10 \quad j = 1, \dots, 30 \quad (3.2)$$

onde β representa um quarteto de índices (α, msl) , $[w_\beta]_j$ é a média de ensemble do mês j (i.e., a componente forçada) e $w'_\beta(i, j)$ é a flutuação devida à variabilidade interna (i.e., a componente livre da simulação i no mês j). Note-se que, em todos os modelos estatísticos considerados na secção 2.3.1, o melhor estimador da média de ensemble é a média aritmética.

3.5 Análise de variâncias

Os coeficientes w_β são escalares complexos, sendo as suas variâncias, para cada mês j , definidas por

$$\sigma_\beta^2(j) = E [w'_\beta(i, j)w_\beta'^*(i, j)] = E \left[(\Re(w'_\beta))^2 \right] + E \left[(\Im(w'_\beta))^2 \right], \quad (3.3)$$

onde \Re e \Im designam, respectivamente, as partes real e imaginária, e $E[\cdot]$ é o operador esperança matemática.

Daqui em diante, w_{β^*} designará o par conjugado do coeficiente w_β , onde o índice β^* representa o quarteto de índices $[\alpha, m(-s)l]$.

Atendendo à equação 2.72, pode-se representar a variância interna $\sigma_\beta^2(j)$ em termos de uma energia total transiente, $E'_{INT}(\beta, j)$, associada às anomalias das médias mensais do par conjugado (w_β, w_{β^*}) , através da seguintes expressão

$$E'_{INT}(\beta, j) = \frac{p_s h_m}{c_\beta} \sigma_\beta^2(j), \quad (3.4)$$

onde $c_\beta = 4$ se $s \geq 1$ ou $c_\beta = 8$ se $s = 0$. A energia total transiente, associada à variância total (interna + forçada), será então dada pela expressão

$$E'_{TOT}(\beta) = \frac{p_s h_m}{c_\beta} \sigma_{TOT}^2(\beta), \quad (3.5)$$

sendo σ_{TOT}^2 calculado por (2.7).

Os coeficientes $w_\beta(i, j)$ podem ser ordenados por forma a que o primeiro grupo de 30 termos corresponda à primeira simulação, o segundo grupo corresponda à segunda simulação, etc. Constroem-se, assim, séries 'totais', cada uma com 300 termos, obtendo-se uma estimativa da energia total transiente, associada à variabilidade total de cada modo, através da seguinte expressão

$$E'_\beta = \frac{p_s h_m}{c_\beta} \left\{ \frac{1}{299} \sum_{t=1}^{300} w_\beta(t)w_\beta^*(t) \right\} \quad (3.6)$$

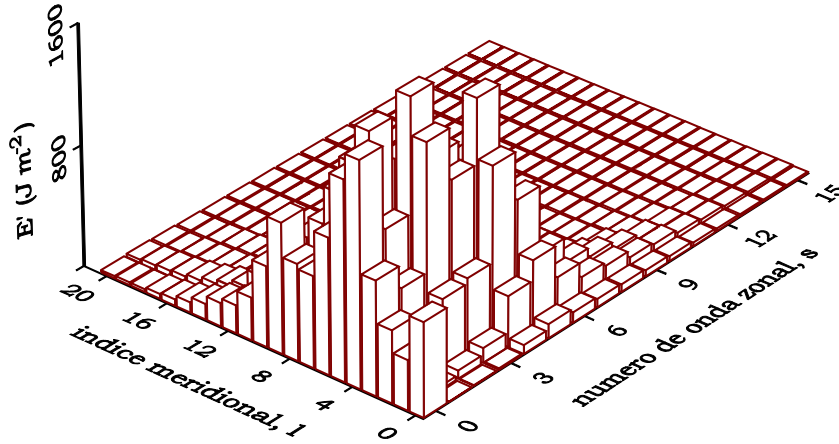


Figura 3.2: Energia total transiente associada aos modos de Rossby barotrópicos. O modo $(0,0)$ é o modo de Kelvin zonal.

a qual, embora não proporcione um estimador centrado conforme se mostrou na secção 2.3.1, permite, contudo, identificar os modos caracterizados por uma variabilidade apreciável.

Na figura 3.2 mostra-se a energia total transiente associada aos modos de Rossby barotrópicos. Conforme se pode observar, os modos com variabilidade apreciável correspondem a números de onda zonais $s \leq 10$ e a índices meridionais $l \leq 15$.

Os modos gravítico-inerciais barotrópicos apresentam uma variabilidade desprezável, exceptuando-se o modo de Kelvin zonal, que é representado na figura 3.2 com os índices $(0,0)$.

A distribuição da energia total transiente, E'_β , associada à quarta componente baroclínica, é representada na figura 3.3. Tal como no caso da componente barotrópica, apenas se mostra a energia associada aos modos de Rossby, pois a variabilidade dos modos gravítico-inerciais, com excepção dos modos de Kelvin com número de onda $s = 0, \dots, 5$, é também desprezável. Os modos de Rossby, cuja variabilidade é apreciável, têm número de onda zonal $s \leq 10$ e índice meridional $l \leq 18$.

A fim de decidir qual dos modelos estatísticos apresentados na secção 2.3.1 deveria ser utilizado na análise das variâncias interna e forçada, realizaram-se alguns

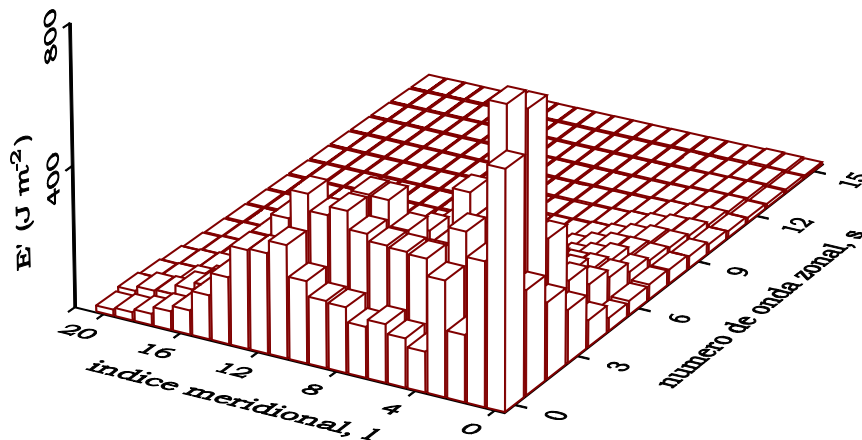


Figura 3.3: Energia total transiente dos modos de Rossby associados à quarta componente baroclínica. Os modos com índice meridional 0 e número zonal $s = 0, \dots, 5$ são modos de Kelvin. De notar que a escala de energia é metade da respectiva escala na figura 3.2.

testes exploratórios sobre os dados simulados, com vista a averiguar da existência de correlações entre ensembles, bem como da homogeneidade das variâncias dos ensembles. Seguidamente, descrevem-se os testes realizados, exemplificando para o caso da componente barotrópica.

Em primeiro lugar, reduziu-se a dimensionalidade do problema, procedendo-se a uma análise em componentes principais complexas das séries 'totais' de 300 termos, definidas na expressão 3.6, retendo-se na análise apenas os modos, β , de variabilidade apreciável [no caso da componente barotrópica os modos de Rossby com número de onda zonal $s \leq 10$ e índice meridional $l \leq 15$, incluindo o modo de Kelvin zonal (*cf.* fig. 3.2)]. Testou-se, então, a hipótese nula da independência dos ensembles, tomando-se todos os pares de meses sucessivos, *i.e.*, pares constituídos por Dezembro e Janeiro ou por Janeiro e Fevereiro de um mesmo Inverno. Para cada componente principal, PC_n , e para cada par de meses $(j, j + 1)$, onde j designa um Dezembro ou um Janeiro, calculou-se o coeficiente de correlação $r_n(j)$ entre os 10 pares de valores $[PC_n(i, j), PC_n(i, j + 1)]$ referentes às 10 simulações, i , através da expressão

$$r_n(j) = \frac{\sum_{i=1}^{10} [PC_n(i, j) - \overline{PC}_n(j)][PC_n(i, j+1) - \overline{PC}_n(j+1)]}{\sqrt{\sum_{i=1}^{10} [PC_n(i, j) - \overline{PC}_n(j)]^2 \sum_{i=1}^{10} [PC_n(i, j+1) - \overline{PC}_n(j+1)]^2}} \quad (3.7)$$

onde $\overline{PC}_n(j)$ representa a média dos 10 valores da PC_n , simulados no mês j .

Seguidamente, para cada PC, calculou-se o valor médio, \bar{r}_n , dos 19 valores $r_n(j)$ correspondentes aos 19 pares de meses, $(j, j+1)$, formados como se descreveu no parágrafo anterior. Na tabela 3.1 apresentam-se os valores de \bar{r}_n referentes às 10 primeiras PCs da componente barotrópica.

O nível de significância estatística de cada valor médio de correlação foi calculado recorrendo-se a um método de reamostragem de Monte Carlo, pretendendo-se através desse método verificar a hipótese nula de ausência de correlação entre ensembles. Nesta conformidade, a ordem temporal, j , das PCs foi permutada aleatoriamente, fazendo-se o mesmo com a ordem, i , das simulações. Para cada permutação recalcularam-se os valores médios, \bar{r}_n , das correlações de cada PC. A figura 3.4 mostra o histograma de frequências dos valores médios de correlação referente à PC1, em classes de amplitude de 0.025, obtido ao fim de 15000 reamostragens. As barras a preto totalizam uma frequência de 3.6% e a seta vertical indica o valor "observado".

Apesar de não se ter avaliado o nível de significância conjunta dos valores de correlação, os resultados apresentados na tabela 3.1 indicam claramente que se deverá rejeitar a hipótese nula de independência entre os ensembles.

Finalmente, averiguou-se da homogeneidade das variâncias dos ensembles, utilizando o método de Levene [Milliken e Johnson, 1984], que consistiu numa análise de variância (ANOVA) dos valores absolutos dos desvios das PCs em relação às respecti-

Tabela 3.1: Correlações médias, \bar{r}_n , entre ensembles referentes a meses sucessivos, e probabilidade de erro, p , da rejeição da hipótese nula de homogeneidade das variâncias dos ensembles, calculada pelo método de Levene. O valores de \bar{r}_n superiores ao nível de significância estatística de 95% são indicados com '*'.

	Componente barotrópica ($m = 0$)									
	PC1	PC2	PC3	PC4	PC5	PC6	PC7	PC8	PC9	PC10
\bar{r}_n	0.24*	0.44*	0.18*	0.15*	18*	0.11	0.22*	0.02	-0.03	0.22*
$p(\%)$	81.2	15.3	82.8	8.5	42.6	14.4	37.6	89.2	6.2	7.5

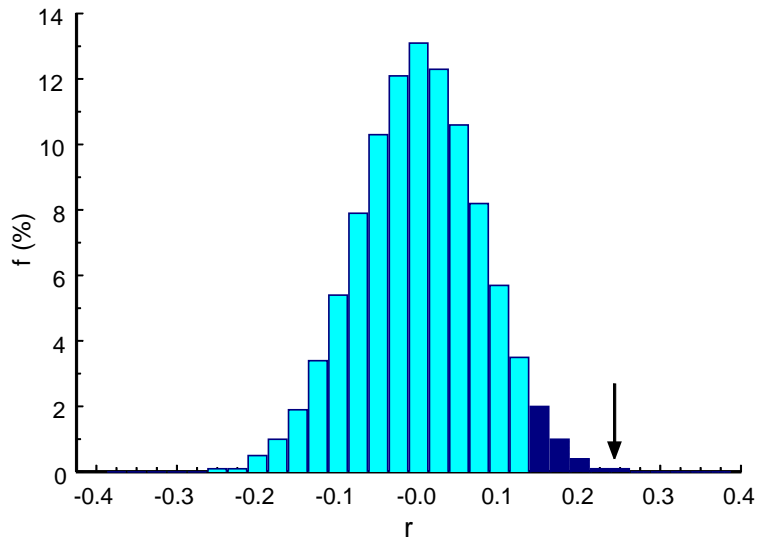


Figura 3.4: Frequências dos valores médios de correlação relativos à PC1, em classes de amplitude 0.025, ao fim de 15000 reamostragens. As barras a preto totalizam uma frequência de 3.6% e a seta vertical indica o valor "observado".

vas médias de ensemble, i.e., dos valores absolutos das diferenças $[PC_n(i, j) - \overline{PC}_n(j)]$. Os resultados obtidos pela aplicação deste método são, também, apresentados na tabela 3.1 e mostram que a hipótese nula de homogeneidade das variâncias não pode ser rejeitada com uma probabilidade de erro inferior a 6% (valor mínimo no caso da PC9).

Os resultados dos testes estatísticos, descritos nos parágrafos anteriores, embora permitam a aceitação da hipótese nula de homogeneidade das variâncias, exigem a rejeição da hipótese nula de independência dos ensembles. No entanto, tal como já foi referido na secção 2.3.1, no caso presente, em que os valores das correlações são positivos, a utilização da relação 2.5, se bem que abusiva, levará a uma subestimação, ainda que ligeira, da variabilidade forçada, pelo que não haverá risco de aparecimento de sinais climáticos que sejam meros artefactos da análise estatística. Justifica-se, assim, o procedimento adoptado neste trabalho onde, para o cálculo das variâncias interna e forçada, se optou pelo modelo Ω_1 , descrito na secção 2.3.1, o qual não leva em conta a existência de correlações entre os ensembles e considera constante a variância dos ensembles.

3.6 Componente livre da energia total transiente

A componente livre da energia total transiente é dada pela expressão

$$E'_{INT}(\beta) = \frac{p_s h_m}{c_\beta} \left[\sigma_{INT}^2 (\Re(w_\beta)) + \sigma_{INT}^2 (\Im(w_\beta)) \right], \quad (3.8)$$

sendo as variâncias internas calculadas pelo estimador 2.3.

Na introdução a este capítulo indicaram-se alguns resultados, documentados na bibliografia, que suscitavam especial interesse na análise das variabilidades da componente barotrópica e da quarta componente baroclínica. Pode-se, agora, justificar a escolha destas duas componentes com base no espectro vertical da energia total transiente, i.e., com base no valor da energia total associada a cada componente vertical.

A componente livre da energia total associada a uma dada função de estrutura vertical, $G_m(p)$, é calculada somando as energias associadas às componentes livres de todos os modos de Rossby e de todos os modos gravítico-inerciais com índice vertical m . Na figura 3.5 apresenta-se o espectro vertical da componente livre da energia total. O espectro vertical da variabilidade interna da circulação atmosférica apresenta uma estrutura bimodal, com um máximo associado à componente barotrópica ($m = 0$) e outro associado à quarta componente baroclínica ($m = 4$).

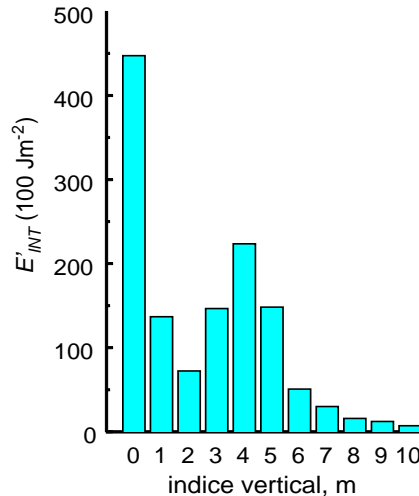


Figura 3.5: Espectro vertical da energia total transiente associada à componente livre da circulação.

3.6.1 Componente barotrópica

Na figura 3.6 mostra-se a energia total transiente associada às componentes livres dos modos de Rossby barotrópicos. Esta figura é semelhante à figura 3.2, sendo, no entanto, evidente a menor variabilidade livre relativa de alguns modos, de que são exemplos, o modo de Kelvin $(0,0)$, os modos de Rossby zonais ($s = 0$) com índices meridionais $l = 5, 7$ ou ainda, com o número de onda zonal $s = 1$, o modo de Rossby com índice meridional $l = 5$. Embora a figura 3.2 não seja a representação de uma estimativa centrada da variabilidade total, a sua comparação com a figura 3.6 sugere que a variabilidade da componente barotrópica é dominada pela variabilidade interna. De entre os modos com menor variabilidade interna relativa, destaca-se o modo de Kelvin zonal. A variabilidade deste modo está associada à expansão ou contracção da atmosfera e, respectivamente, ao aumento ou diminuição da velocidade média do vento zonal. Trata-se, pois, de um modo sensível a variações do momento angular relativo da atmosfera.

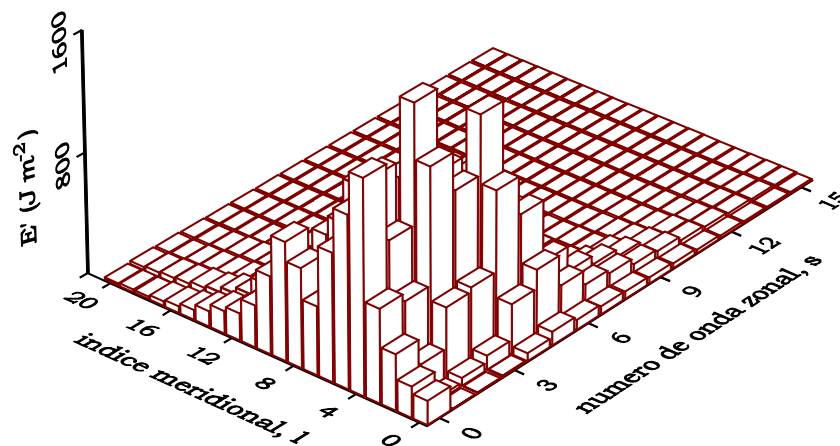


Figura 3.6: Energia total transiente associada às componentes livres dos modos de Rossby barotrópicos.

Se se analisar a variabilidade em função do índice meridional, embora não seja muito perceptível com a projecção escolhida na figura 3.6, pode-se verificar que o modo de maior variabilidade está associado a um índice meridional que decresce com

o número de onda zonal. No caso de $s = 1$ o modo de maior variabilidade tem índice meridional $l = 5$, sendo $l = 3$ para $s = 4$ e $l = 2$ no caso do número zonal $s = 5$. Isto sugere que a variabilidade nas latitudes mais elevadas é dominada pelas ondas $s = 0, 1$ e 2 , tornando-se a contribuição das ondas $s = 3, 4$ e 5 também importantes para latitudes mais baixas. Nakamura et al [1987] obtiveram um resultado semelhante numa análise de Fourier da estrutura dos padrões de teleconexão da circulação extratropical (a norte da latitude 20° N), durante o Inverno do Hemisfério Norte.

A distribuição geográfica da energia total transiente associada à componente livre da circulação barotrópica ($m = 0$) pode ser obtida calculando a variância interna do vector

$$\sqrt{gh_0} \tilde{\mathbf{W}}_0 = \left(\hat{u}_m, \hat{v}_m, \frac{\hat{\phi}_m}{\sqrt{gh_m}} \right)_{m=0}^T, \quad (3.9)$$

em cada nó da malha do modelo. Multiplicando $\tilde{\mathbf{W}}_0$ por $\sqrt{gh_0}$ (cf. eq. 2.66) todas as componentes ficam com dimensões de velocidade. A energia total transiente, por unidade de área horizontal, associada à projecção da componente livre da circulação sobre a estrutura vertical barotrópica, no ponto (λ, θ) , é então dada por

$$E'_{INT}(\lambda, \theta) = \frac{p_s}{4g} \left\{ \sigma_{INT}^2 [\hat{u}_0(\lambda, \theta)] + \sigma_{INT}^2 [\hat{v}_0(\lambda, \theta)] + \sigma_{INT}^2 \left[\frac{\hat{\phi}_0(\lambda, \theta)}{\sqrt{gh_0}} \right] \right\}. \quad (3.10)$$

Na figura 3.7 apresenta-se a distribuição espacial da energia total transiente, por unidade de área horizontal, associada às componentes livres dos modos de Rossby barotrópicos, incluindo também o modo de Kelvin zonal. Observa-se que os centros de maior variabilidade interna se localizam sobre o nordeste dos oceanos Pacífico e Atlântico, nas regiões de saída das correntes de jacto.

Pode-se fazer uma comparação indirecta entre a estimativa da variabilidade livre da energia total, simulada pelo MU AGCM, e os mapas da variabilidade interna da altura de geopotencial aos 500 hPa, simulada pelo AGCM do Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) [Harzallah e Sadourny, 1995]. Nesta comparação deve ter-se em conta que a energia potencial disponível da componente barotrópica (proporcional ao quadrado da terceira componente do vector 3.9) é pequena quando comparada com a da energia cinética (proporcional à soma dos quadrados da primeira e segunda componentes do vector 3.9). De facto, a energia potencial disponível associada à variabilidade livre da componente barotrópica apresenta um máximo absoluto de 25.4 kJm^{-2} sobre o noroeste do Canadá (cf. fig. 3.10), enquanto que o máximo da energia total é igual a 203 kJm^{-2} . Assim, sendo a energia total dominada pela contribuição devi-

da à energia cinética, os centros de variabilidade da energia total devem localizar-se aproximadamente sobre os centros de variabilidade do gradiente da altura de geopotencial. Atendendo a estes factos, pode-se verificar que o dipolo meridional sobre o Atlântico Norte e os centros de variabilidade sobre o Pacífico Norte, mostrados na figura 3.7, estão de acordo com a disposição dos centros de variabilidade do campo do geopotencial, obtidos no estudo de Harzallah e Sadourny [1995].

Uma maneira, ainda que indirecta, de validar as simulações do MU AGCM é comparar a sua variabilidade com a estimativa do desvio padrão de médias de 30 dias do geopotencial observado aos 500 hPa, obtida por Blackmon *et al.* [1984, fig. 2b]. A variabilidade interna simulada sobre os oceanos está de acordo com os centros de variabilidade observados. No entanto, o maior centro da variabilidade observada no estudo de Blackmon *et al.*, localizado sobre o Ártico siberiano, não tem qualquer correspondente na variabilidade da energia total.

Para a validação directa das simulações, calculou-se a energia total transiente associada à componente barotrópica da atmosfera reanalizada pelo National Centers of Environmental Prediction (NCEP). As reanálises utilizadas neste estudo serão descritas no capítulo 4. Na figura 3.8 mostra-se a energia transiente associada aos modos de Rossby barotrópicos, calculada com base nas médias mensais de Inverno (DJF) para o período de 1977-88. Como só se pode dispor de uma realização (1 membro) da atmosfera reanalizada, a figura 3.8 representa a variabilidade total (livre + forçada), calculada pela expressão 3.6 com uma série de 36 elementos.

Embora os mapas da figura 3.7 representem a componente livre da variabilidade simulada, eles podem ser comparados com os mapas da figura 3.8, que representam a variabilidade total observada. De facto, a variabilidade climática da componente barotrópica é dominada pela variabilidade interna, sendo os mapas variabilidade total simulada (não mostrados) bastante semelhantes aos da figura 3.7.

A variabilidade simulada reproduz, com boa aproximação, a variabilidade observada sobre o oceano Pacífico em ambos os hemisférios: os centros de variabilidade estão bem localizados, embora, os valores máximos da variabilidade total simulada sejam iguais a 73 e 84% dos valores máximos dos respectivos centros de variabilidade observada sobre o Pacífico Central e a sul do Alasca. No Pacífico Sul o valor máximo da energia total associada à variabilidade total simulada é igual a 79% do valor máximo observado. Sobre o oceano Atlântico Norte, o mapa da energia transiente observada apresenta, também, uma configuração com um dipolo meridional. No entanto, o

dipolo simulado está deslocado cerca de 20° para leste relativamente ao dipolo observado, e o valor máximo da energia total associada a variabilidade total simulada sobre o centro a norte das ilhas britânicas é apenas 37% do valor máximo da energia transiente observada a sudeste da Gronelândia. Estas diferenças parecem indicar, além de possíveis problemas de amostragem (dispõe-se de apenas uma realização de 12 anos para as reanálises), que o modelo simula melhor a variabilidade climática sobre o oceano Pacífico do que sobre o Atlântico Norte.

A figura 3.9 mostra os mapas da energia potencial disponível associada à variabilidade total da componente barotrópica da circulação extratropical, simulada e observada, no Hemisfério Norte. O mapa da energia potencial disponível associada à variabilidade livre é apresentado na figura 3.10. Como já foi referido acima e como se pode verificar, agora, pela comparação do mapa no topo da figura 3.9 com o da figura 3.10, os mapas das variabilidades interna e total simuladas são muito semelhantes.

Sendo a energia potencial disponível proporcional ao quadrado da projecção do geopotencial sobre a função de estrutura vertical, pode-se, agora, fazer uma comparação mais directa entre os mapas da energia potencial disponível transiente simulada pelo MU AGCM e os mapas do desvio padrão do geopotencial, obtidos por Blackmon *et al.* [1984] e Harzallah e Sadourny [1995]. A variabilidade interna simulada pelo MU AGCM (fig. 3.10) apresenta um máximo sobre o Pacífico, centrado sobre a latitude 45°N , e outro máximo sobre o noroeste do Canadá, que se prolonga para norte e para oeste sobre a região oriental da Sibéria, estendendo-se mais para ocidente com um máximo sobre o mar de Barents. Esta estrutura apresenta semelhanças com os três centros sobre o Pacífico, Alaska e Sibéria oriental e o máximo secundário sobre os Urais associados à variabilidade interna simulada pelo LMD AGCM [Harzallah e Sadourny, 1995, fig. 3a]. Sobre o Atlântico, nota-se a presença de uma estrutura dipolar na variabilidade interna simulada pelo MU AGCM, não completamente separada dos outros centros de variabilidade. No entanto, este dipolo está deslocado de cerca 30° para leste relativamente ao dipolo simulado pelo LDM AGCM.

O mapa da energia potencial disponível das reanálises do NCEP (fig. 3.9, *em baixo*) reproduz os mesmos centros de variabilidade obtidos no estudo de Blackmon *et al.* [1984, fig. 2b], embora com uma estrutura dipolar mais pronunciada sobre a Gronelândia e o Atlântico.

A energia potencial disponível associada à variabilidade total simulada pelo MU AGCM (fig. 3.9, *no topo*) apresenta um centro de variabilidade sobre o Pacífico tal

como as observações, embora mais alongado zonalmente. Contudo os dois centros de variabilidade simulados sobre o Canadá e sobre o mar de Barents não aparecem nas observações. Estes dois centros parecem fazer parte de uma estrutura que está rodada de $\sim 60^\circ$ para oeste relativamente aos centros de variabilidade observados sobre o Ártico siberiano e sobre a Gronelândia.

Em resumo, o MU AGCM simula com razoável aproximação a variabilidade observada da energia total associada à componente barotrópica, sobre a região do Pacífico e América do Norte, sendo menor a concordância sobre o Atlântico (*cf.* figs. 3.7 e 3.8). As diferenças entre as simulações e as observações parecem ser mais importantes no caso da energia potencial disponível (*cf.* fig. 3.9), indicando que o modelo simula mais adequadamente a energia cinética transiente da componente barotrópica. No entanto, convém a este respeito notar que, intervindo o campo do geopotencial na dinâmica do movimento apenas através do seu gradiente e tendo o operador gradiente características de filtro passa-alto, será de esperar que inexactidões nas ondas de maior comprimento de onda se não repercutam, de forma apreciável, na determinação do gradiente do campo do geopotencial. Assim, a análise da variabilidade do vector $(u, v, \phi)^T$, mesmo quando a componente ϕ simulada apresenta certas discordâncias com a correspondente componente observada, será certamente mais adequada para um estudo dinâmico das variabilidades, quer interna (intrínseca à dinâmica do sistema), quer associada ao forçamento oceânico, do que uma análise, mais 'tradicional', restrita a um estudo do campo do geopotencial a um dado nível.

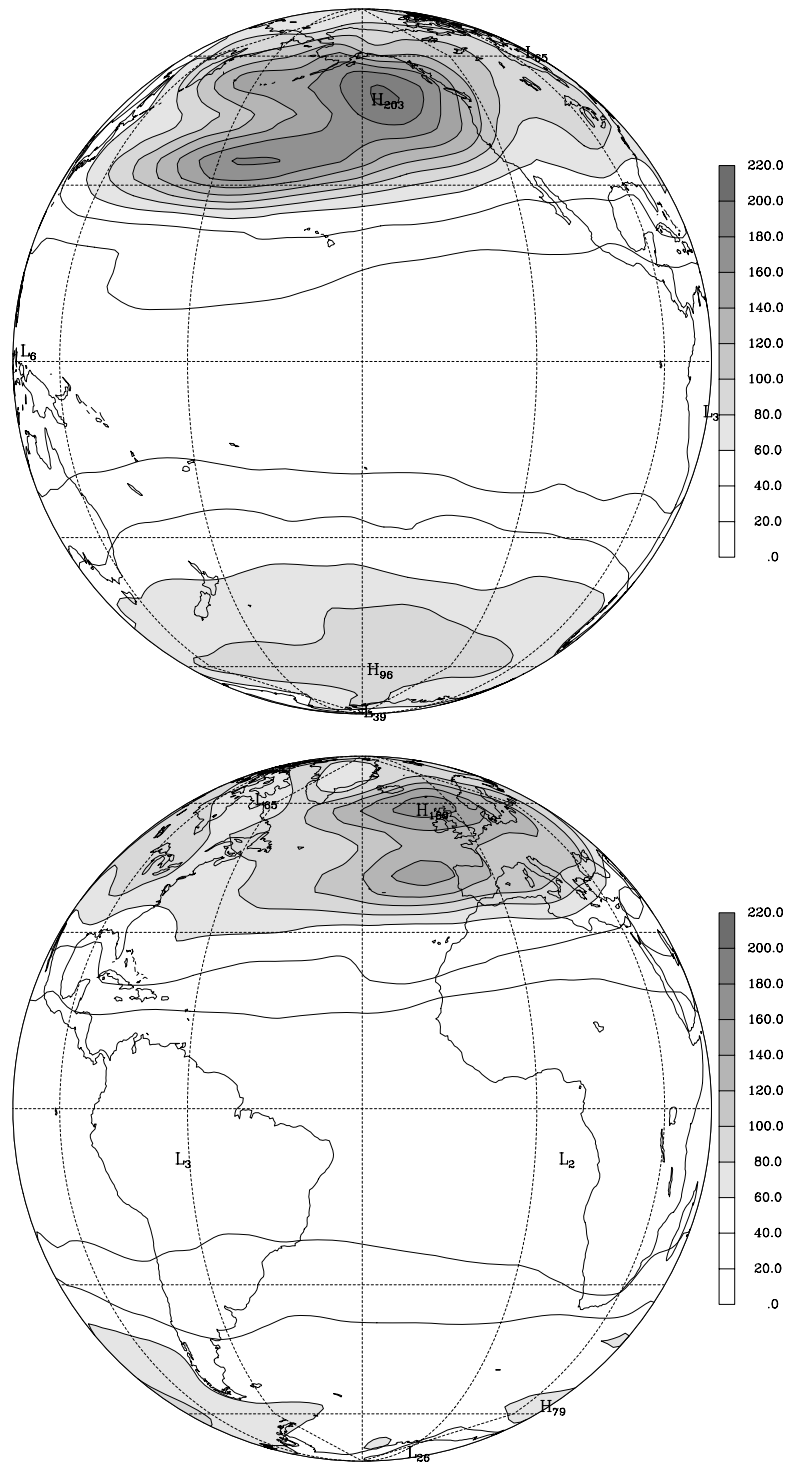


Figura 3.7: Distribuição da energia total transiente por unidade de área (kJ m^{-2}) associada às componentes livres dos modos de Rossby barotrópicos.

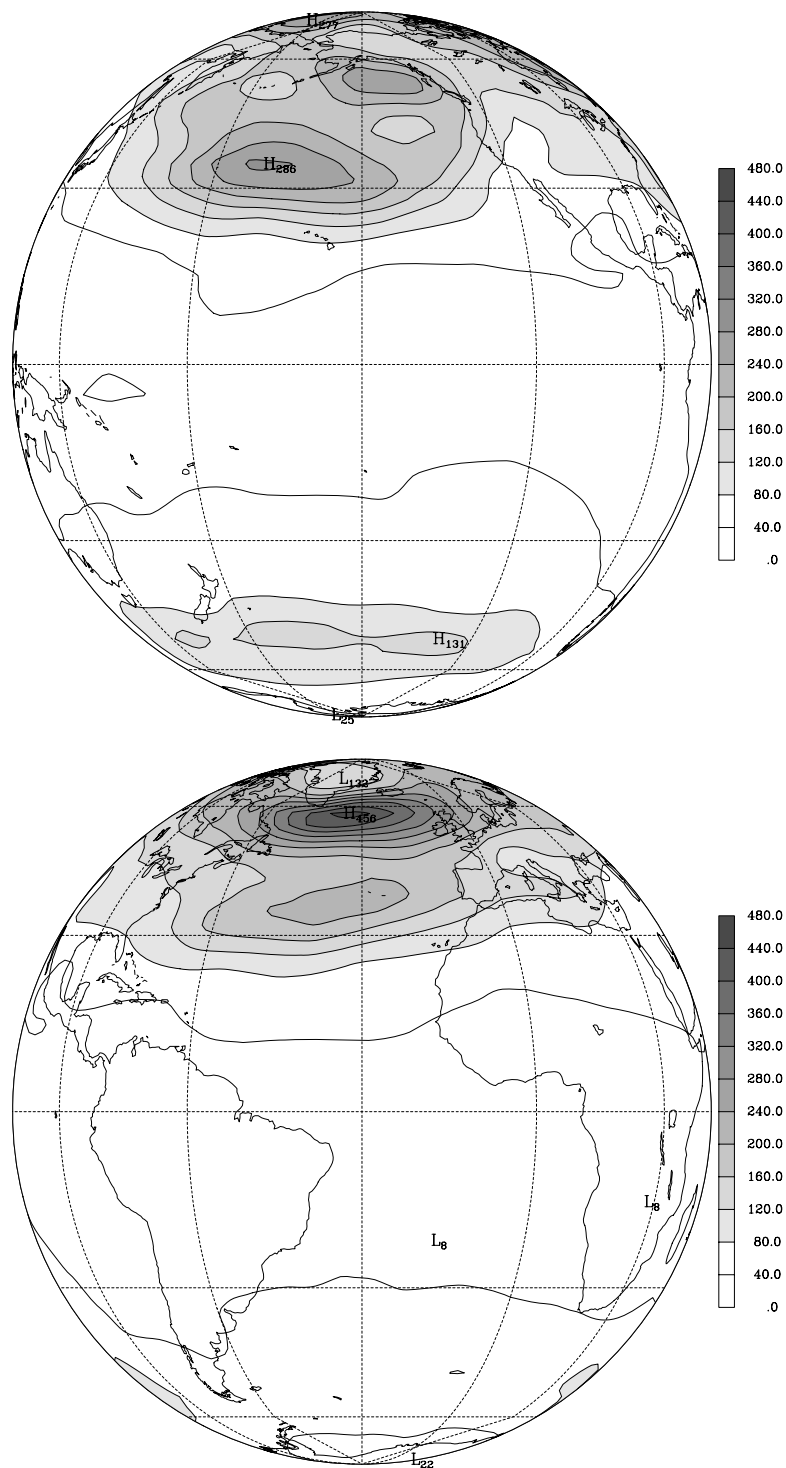


Figura 3.8: Energia total transiente (kJ m^{-2}) associada aos modos de Rossby barotrópicos da atmosfera reanalisada pelo NCEP, relativa ao período de Dez/76-Fev/88.

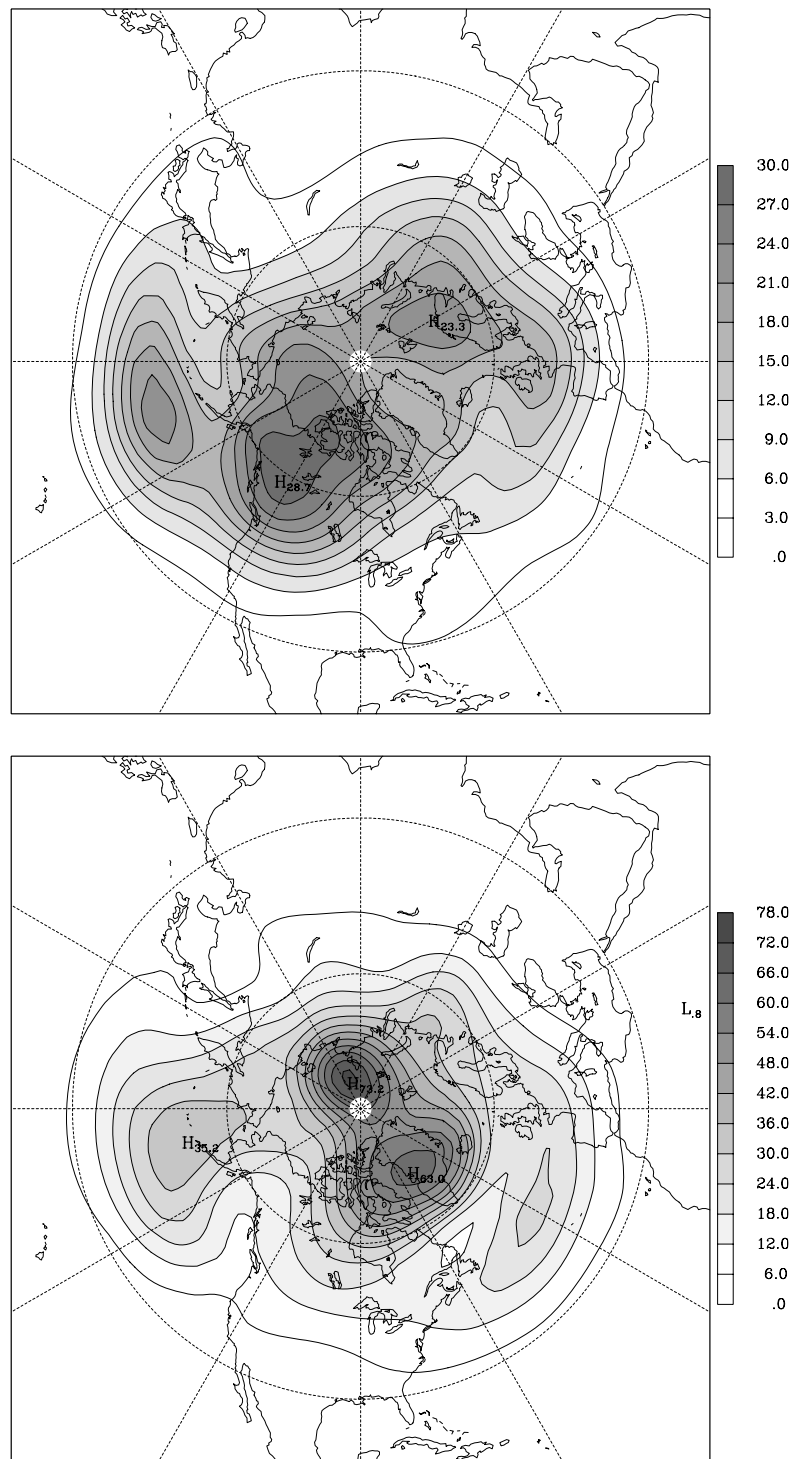


Figura 3.9: Energia potencial disponível (kJ m^{-2}) associada à variabilidade total da componente barotrópica simulada (em cima) e da atmosfera reanalisada pelo NCEP, para o período de Dez/76-Fev/88 (em baixo). Note-se a diferença entre as escalas.

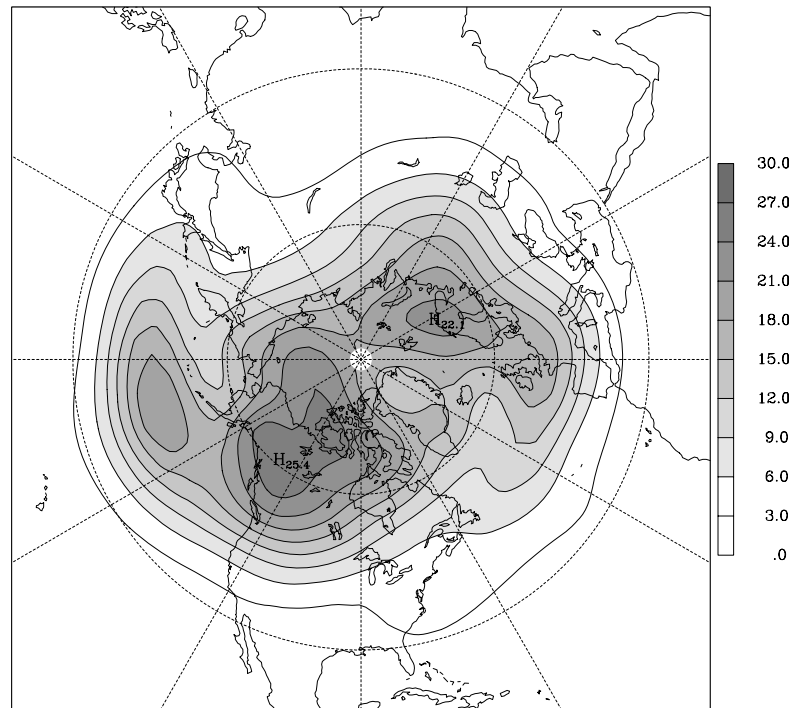


Figura 3.10: Energia potencial disponível por unidade de área (kJ m^{-2}) associada à variabilidade livre da componente barotrópica simulada.

3.6.2 Quarta componente baroclínica

Na figura 3.11 mostra-se a energia total transiente associada à variabilidade livre dos modos de Rossby da quarta componente baroclínica. Os modos com índice meridional $l = 0$ e número zonal $s = 0, \dots, 5$ são modos de Kelvin. Comparando esta figura com a figura 3.6 referente à componente barotrópica, notam-se diferenças na distribuição da energia em função do índice meridional. Uma diferença evidente é que a variabilidade associada à quarta componente baroclínica projecta-se em modos de Rossby de maior índice meridional. Este comportamento, resulta do facto de os modos de Hough com baixo índice meridional, associados a alturas equivalentes pequenas ($h_4 = 179 \text{ m} \ll h_0 = 9691 \text{ m}$), estarem confinados às regiões intertropicais [Longuet-Higgins, 1968]. Assim, a variabilidade nas latitudes médias e elevadas, associada à quarta componente baroclínica, deve projectar-se em modos de índices meridionais maiores, relativamente àqueles sobre os quais se projecta a variabilidade extratropical associada à componente barotrópica.

Sabendo que os modos de Rossby de baixo índice meridional e os modos de Kelvin

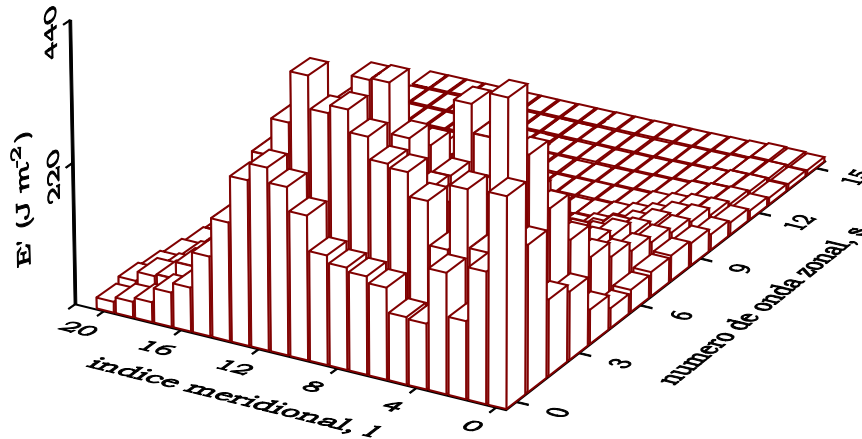


Figura 3.11: Energia total transiente associada às componentes livres dos modos de Rossby baroclínicos com índice vertical $m = 4$. Os modos com índice meridional $l = 0$ e número zonal $s = 0, \dots, 5$ são modos de Kelvin.

estão confinados às regiões intertropicais, a figura 3.11 sugere que a quarta componente baroclínica capta quer variabilidade intertropical ($l \leq 4$) quer variabilidade extratropical ($l \geq 6$). Esta distinção entre os modos de baixo índice meridional e os modos de maior índice é, também, sugerida pela comparação entre as figuras 3.11 e 3.3: As variabilidades internas dos modos com índice meridional $l \leq 3$ têm valores entre 50 e 70% das respectivas estimativas não centradas das variabilidades totais dadas na figura 3.3. No entanto, as variabilidades dos modos de Rossby com $l > 4$ não são apreciavelmente diferentes.

A distribuição geográfica da energia total associada com a variabilidade livre da quarta componente baroclínica, i.e., do campo vectorial 3.9 com $m = 4$, foi calculada por uma expressão análoga à expressão 3.10 e é representada na figura 3.12. Comparando estes mapas com os mapas da variabilidade barotrópica (fig. 3.7), verifica-se que eles estão aproximadamente em 'quadratura', i.e., regiões de maior variabilidade da quarta componente baroclínica localizam-se sobre regiões de menor variabilidade barotrópica. Enquanto que os centros de variabilidade da componente barotrópica se localizam sobre os oceanos Pacífico e Atlântico, a quarta componente baroclínica

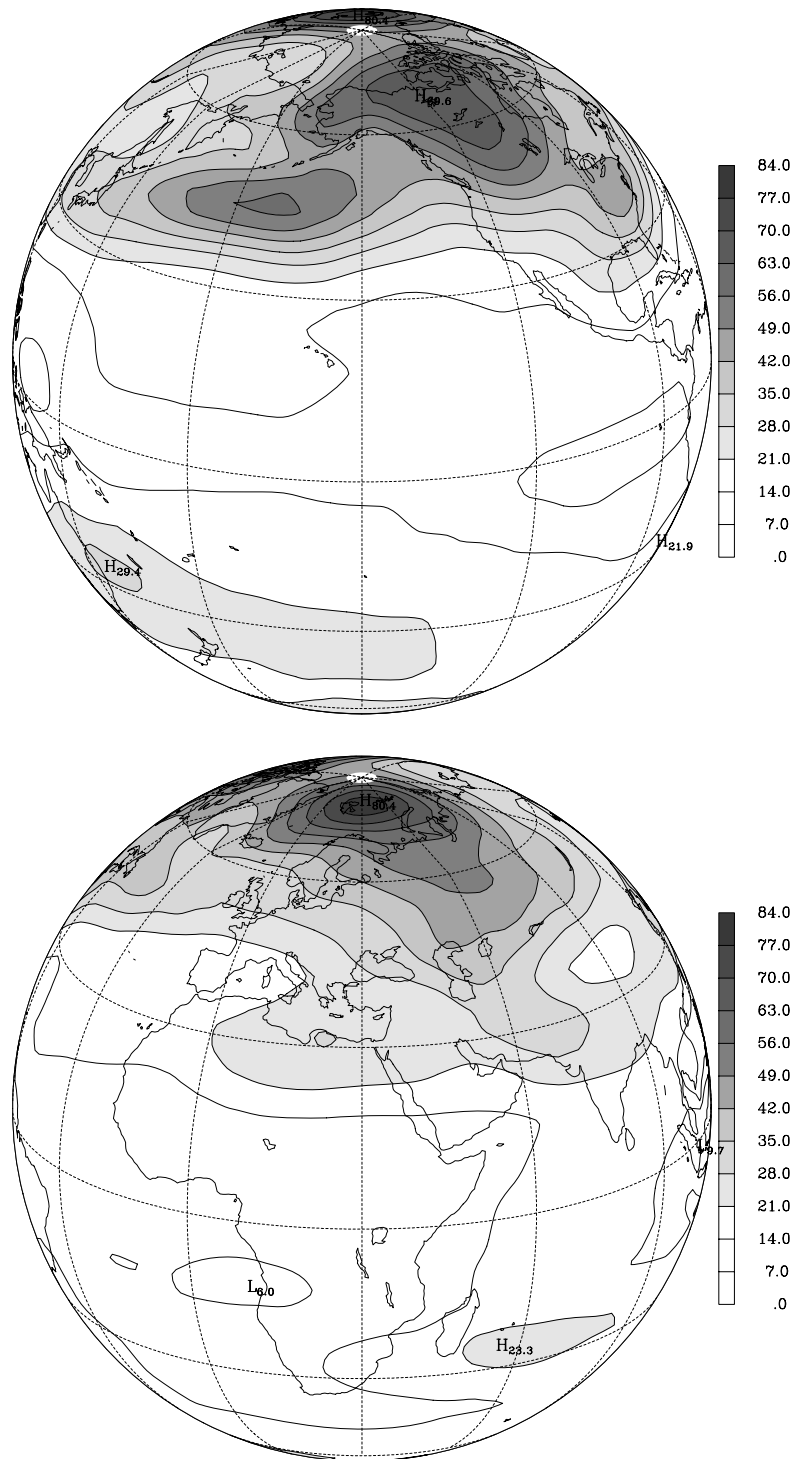


Figura 3.12: Energia total (kJ m^{-2}) associada à variabilidade livre da quarta componente baroclínica.

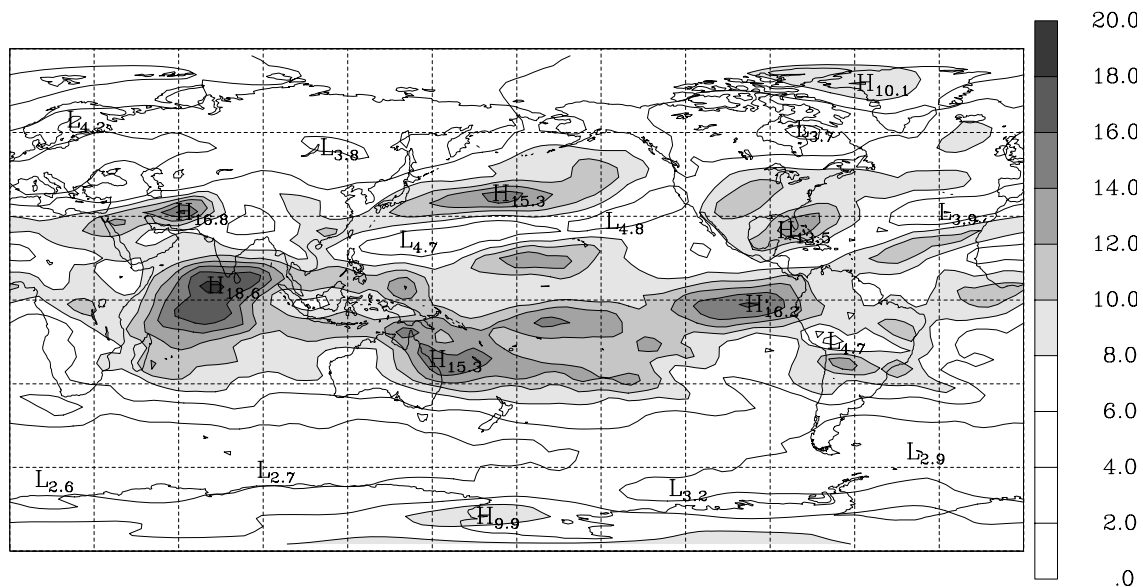


Figura 3.13: Variabilidade livre da energia cinética (kJ m^{-2}) associada à quarta componente baroclínica.

apresenta um centro de variabilidade sobre o Pacífico Norte e um centro extenso de variabilidade sobre a América do Norte. O centro de maior variabilidade da quarta componente baroclínica localiza-se sobre o mar de Barents prolongando-se sobre os Urais. Este centro lembra o máximo do desvio padrão da altura do geopotencial aos 500 hPa encontrado no estudo de Blackmon *et al.* [1984].

É importante referir que, ao contrário da componente barotrópica, a variabilidade interna extratropical, associada à quarta componente baroclínica, é dominada pela variabilidade da energia potencial disponível. Este facto é comprovado pela comparação da figura 3.12 com a figura 3.13, que mostra o campo de variabilidade interna da energia cinética associada à quarta componente baroclínica. A comparação das figuras confirma, ainda, os dois tipos de variabilidade captados pela quarta componente baroclínica: a variabilidade extratropical dominada pela variabilidade da energia potencial disponível e a variabilidade intertropical dominada pela variabilidade da energia cinética.

3.7 Componente forçada da energia total transiente

A energia total transiente associada à componente forçada de um dado modo $\beta \equiv (\alpha, m, l, s)$, é calculada pela seguinte expressão

$$E'_{SST}(\beta) = \frac{p_s h_m}{c_\beta} \left[\sigma_{SST}^2 (\Re(w_\beta)) + \sigma_{SST}^2 (\Im(w_\beta)) \right], \quad (3.11)$$

sendo as variâncias forçadas calculadas pelo estimador 2.5.

Na figura 3.14 apresenta-se o espectro vertical da componente forçada da energia total. Tal como no caso da componente livre, o espectro vertical da componente forçada da circulação atmosférica apresenta uma estrutura bimodal, com um máximo associado à componente barotrópica ($m = 0$) e outro associado à quarta componente baroclínica ($m = 4$).

Comparando as figuras 3.5 e 3.14 vê-se que, em todos os índices verticais, a variabilidade total

$$E'_{TOT}(m) = E'_{INT}(m) + E'_{SST}(m)$$

é dominada pela contribuição devida à variabilidade interna, sendo de notar que as razões sinal/ruído ($E'_{SST}(m)/E'_{INT}(m)$) da componente barotrópica e da quarta componente baroclínica são 6.9% e 14.2%, respectivamente.

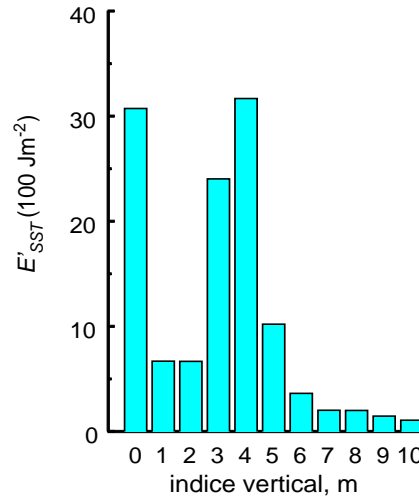


Figura 3.14: Espectro vertical da energia total transiente associada à componente forçada da circulação.

3.7.1 Componente barotrópica forçada

Na figura 3.15 mostra-se a energia total transiente associada às componentes forçadas dos modos de Rossby barotrópicos. Conforme se pode observar, o forçamento da circulação barotrópica projecta-se nos modos associados às maiores escalas espaciais, i.e., com número de onda zonal, s , e índice meridional, l , pequenos. A selectividade do forçamento revela-se, ainda, em mais dois aspectos. Em primeiro lugar, é de notar o forçamento preferencial de modos de Rossby simétricos (índices meridionais ímpares), no caso das ondas ultralongas ($s = 0, 1$ e 2). De facto, atendendo a que o modo $(0, 0)$ é o modo de Kelvin zonal, sendo portanto simétrico, as duas perspectivas da figura 3.15 mostram claramente que os modos simétricos associados às ondas ($s = 0, 1$ e 2) são mais excitados, i.e., têm maior energia que os modos anti-simétricos. Em segundo lugar, é de referir o máximo relativo da energia da componente forçada da onda $s = 4$ (energia somada sobre todos os índices meridionais).

Tal como para a componente livre da circulação barotrópica, calculou-se a distribuição geográfica da energia total associada à circulação barotrópica forçada, através da seguinte expressão

$$E'_{SST}(\lambda, \theta) = \frac{p_s}{4g} \left\{ \sigma_{SST}^2 [\hat{u}_0(\lambda, \theta)] + \sigma_{SST}^2 [\hat{v}_0(\lambda, \theta)] + \sigma_{SST}^2 \left[\frac{\hat{\phi}_0(\lambda, \theta)}{\sqrt{gh_0}} \right] \right\}. \quad (3.12)$$

Na figura 3.16 apresentam-se os mapas da energia associada à circulação barotrópica forçada. O aspecto mais evidente nesta figura é o contraste entre os forçamentos da circulação no hemisfério a oeste de 60° W, que contém todo o oceano Pacífico e a América do Norte, e no hemisfério complementar. Observando a distribuição meridional dos máximos de variabilidade sobre o oceano Pacífico, pode-se discernir a tendência para os centros ocuparem posições simétricas em relação ao equador, conforme seria de esperar devido ao maior forçamento dos modos de Rossby simétricos (*cf.* figura 3.15). Um outro aspecto importante é que os mapas da variabilidade forçada das componentes (\hat{u}_0 e \hat{v}_0) do vector 3.9, i.e., os mapas da variabilidade forçada da energia cinética associada à componente barotrópica (não mostrados) são praticamente idênticos aos mapas da figura 3.16. De facto, a contribuição da energia potencial disponível para a energia total, associada à componente barotrópica forçada, é muito pequena, tendo um valor máximo de 3.5 kJ m^{-2} sobre o noroeste do Canadá (fig. 3.17); o que mostra que a figura 3.16 deve representar, em muito boa aproximação, a variabilidade forçada da velocidade horizontal. Estas variações forçadas dos regimes de circulação, de acordo

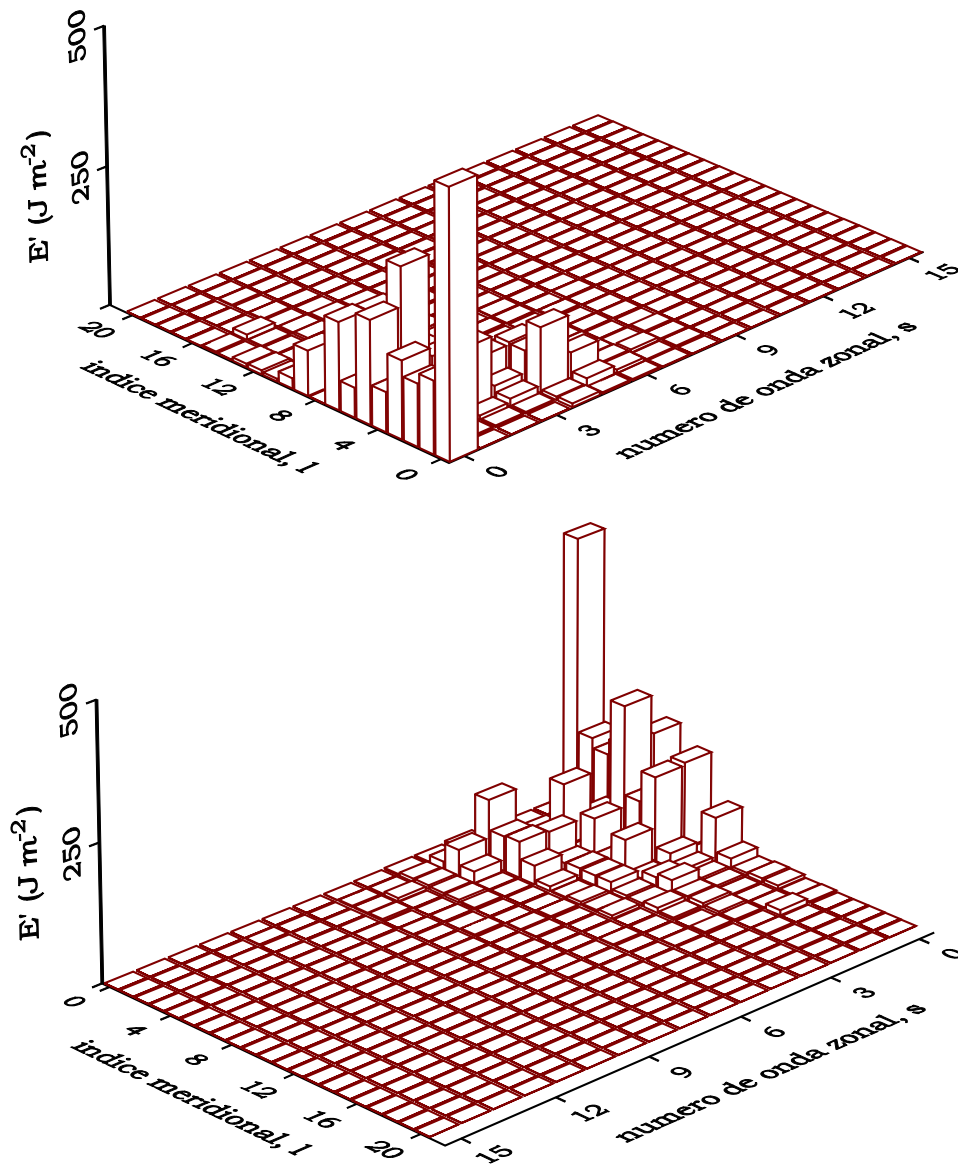


Figura 3.15: Energia total transiente associada às componentes forçadas dos modos de Rossby barotrópicos.

com o estudo observacional de Lau [1988], poder-se-ão reflectir na variabilidade da actividade sinótica extratropical sobre o Pacífico e América do Norte.

Os mapas da razão sinal/ruído ($E'_{SST}(\lambda, \theta)/E'_{INT}(\lambda, \theta)$) para a componente barotrópica são apresentados na figura 3.18. Grande parte da variabilidade da componente

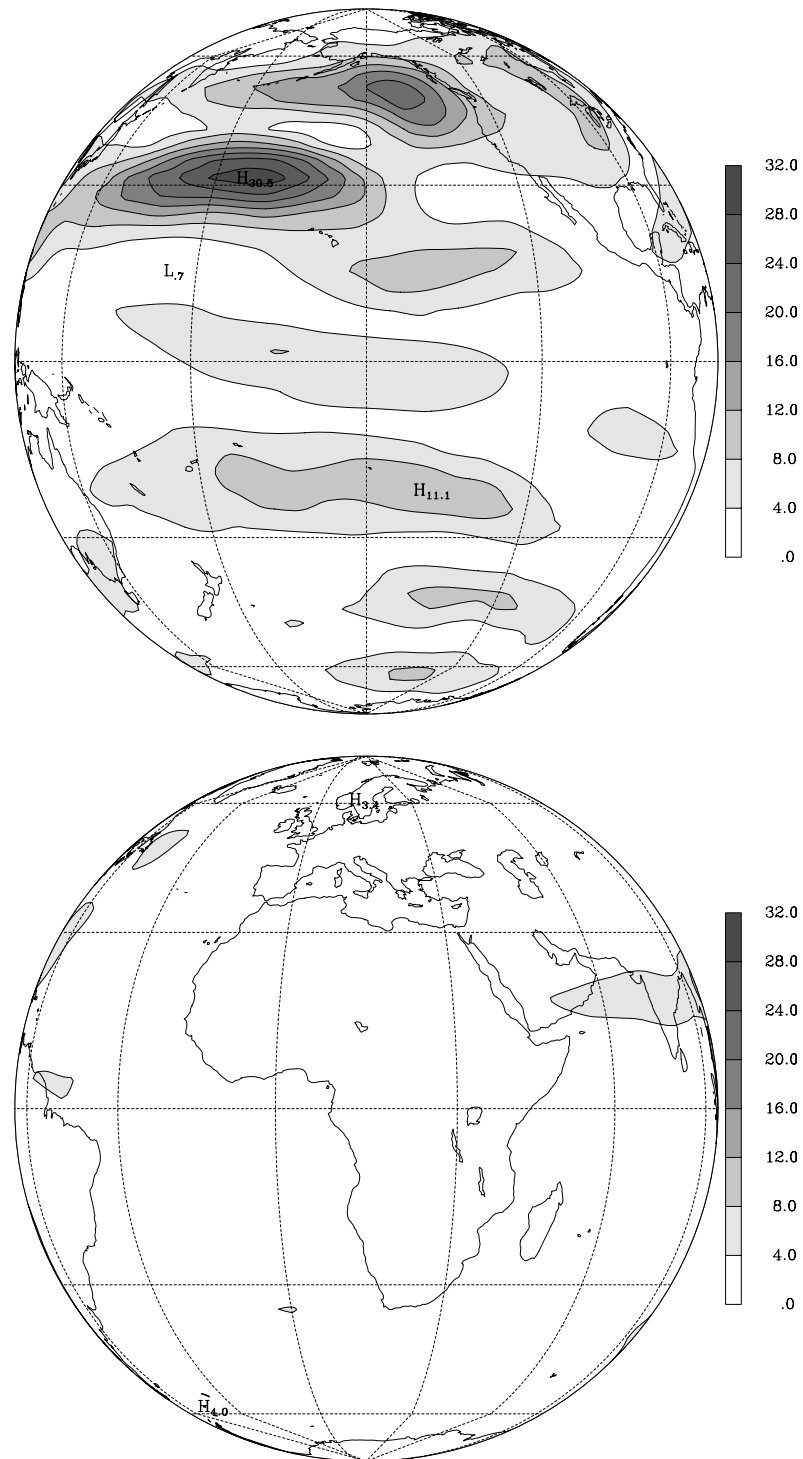


Figura 3.16: Distribuição da energia total transiente por unidade de área (kJm^{-2}) associada às componentes forçadas dos modos de Rossby barotrópicos.

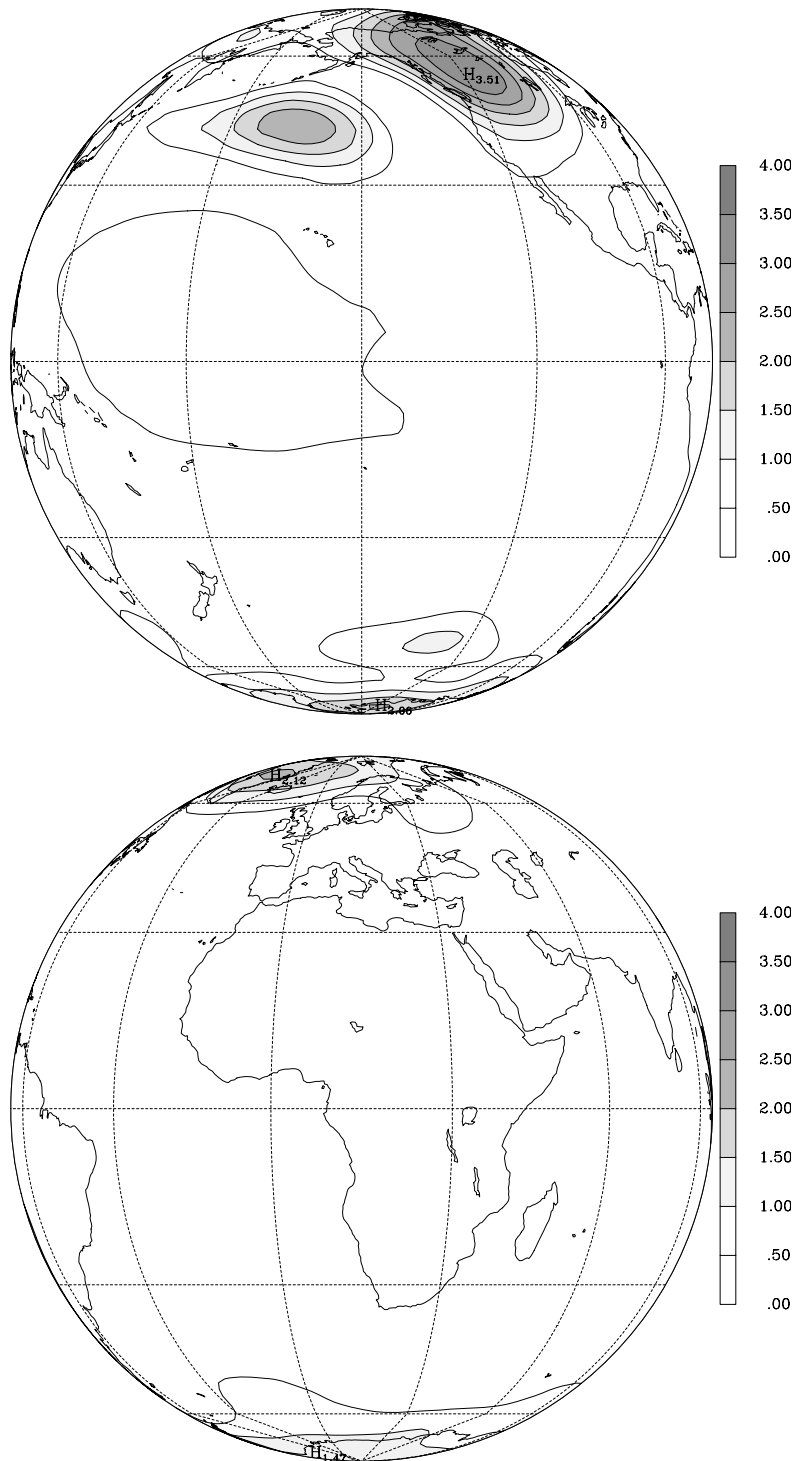


Figura 3.17: Tal como na figura 3.16 mas referente à energia potencial disponível.

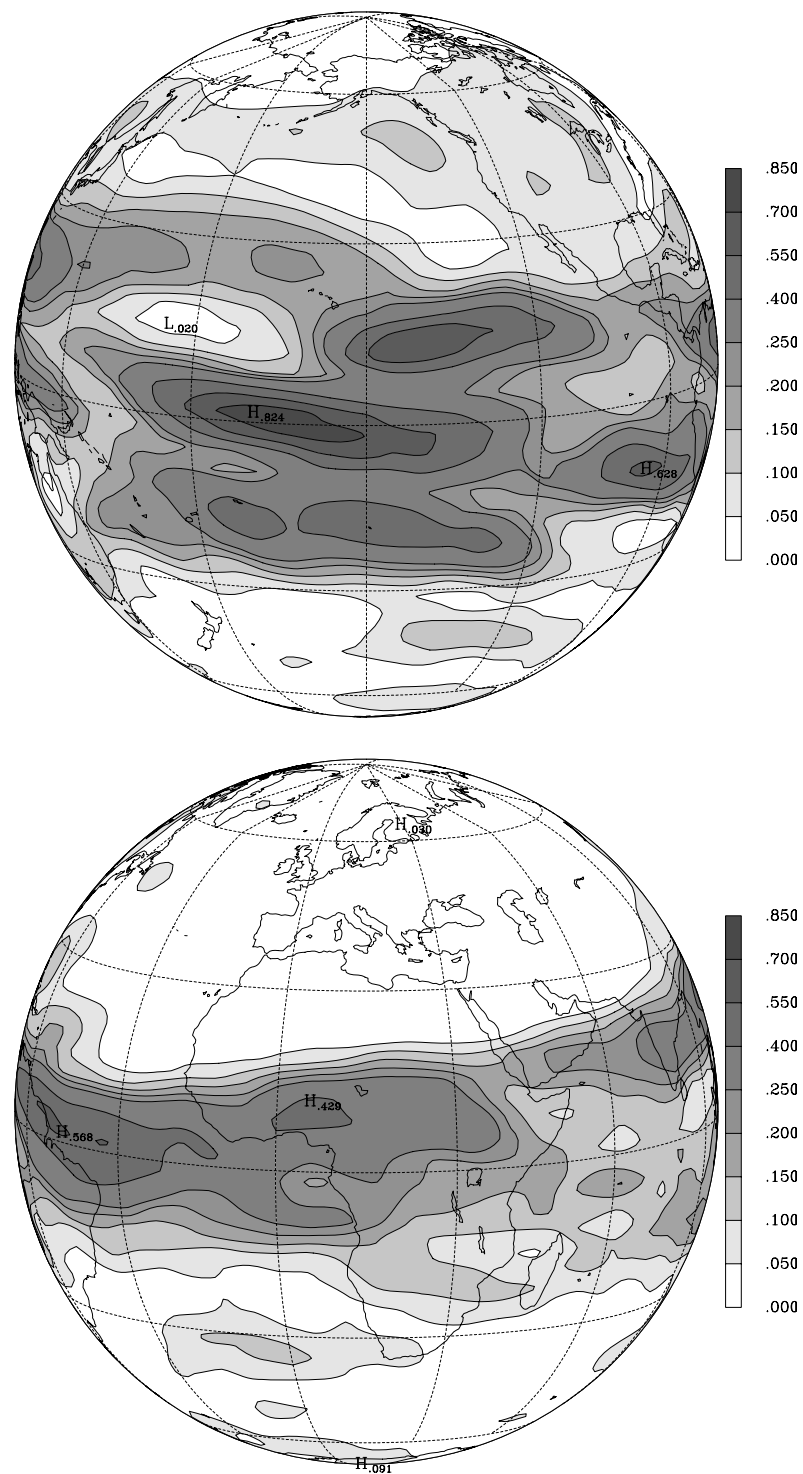


Figura 3.18: Razão sinal/ruído da variabilidade da energia total associada à componente barotrópica

barotrópica da circulação intertropical corresponde ao forçamento oceânico, com a razão sinal/ruído a atingir um máximo de 82% sobre a região central do Pacífico equatorial. Este resultado concorda com os resultados de estudos observacionais [Ropelewski e Halpert, 1989; Wallace, 1996, entre outros] que mostram que grande parte da variabilidade interanual da circulação intertropical está relacionada com a variabilidade das SSTs no Pacífico Tropical, através de processos de acoplamento atmosfera-oceano claramente manifestados pelo 'ciclo' El Niño-Oscilação Austral (ENSO). Stern e Miyakoda [1995] analisaram o forçamento simulado pela versão T30 do AGCM do Geophysical Fluid Dynamics Laboratory, no período de 1979-88. Os valores que eles obtiveram para a 'reprodutibilidade' (definida como a razão entre a variância interna de cada ensemble e a variância 'climatológica') mostram, também, que uma grande fração da variabilidade da altura de geopotencial aos 500 hPa, na região intertropical, está relacionada com a variabilidade das SSTs (veja as figuras 7 e 10 daqueles autores).

Nas regiões subtropicais e extratropicais do Hemisfério Norte, a razão sinal/ruído apresenta valores superiores a 15% numa extensa banda zonal, centrada sobre o flanco meridional da região da corrente de jacto sobre o Pacífico, e valores superiores a 10% sobre o Golfo do Alasca e num centro sobre o norte dos Estados Unidos. Estes valores, apesar de pequenos, contrastam com os valores muito menores sobre o Atlântico, a Europa e grande parte da Ásia.

O forçamento muito pequeno, sobre a região Euro-Atlântica, permite compreender algumas das razões para a maior dificuldade em estabelecer esquemas operacionais de previsão sazonal para a região Euro-Atlântica [Rowell, 1998]. De facto, a variância forçada, tal como a calculada neste trabalho, constitui uma medida da resposta da circulação atmosférica ao forçamento oceânico. No entanto, o cálculo da média do quadrado das anomalias forçadas da circulação atmosférica, sobre toda a série temporal, pode, em alguns casos, subestimar a intensidade da resposta a forçamentos particulares. Será esse o caso, se a capacidade de fazer previsões sazonais, utilizando múltiplas simulações, decorrer apenas da resposta da circulação a anomalias extremas tais como, por exemplo, as associadas a eventos de El Niño ou La Niña [Barnett *et al.*, 1997]. Por outro lado, tal como enfatizado por Anderson e Stern [1996], a média e a variância de ensemble não constituem as únicas medidas da utilidade das integrações múltiplas para a realização de previsão sazonal.

3.7.2 Quarta componente baroclínica forçada

A parte forçada da energia total transiente associada aos modos de Rossby e aos modos de Kelvin ($l = 0, s = 0, \dots, 5$) da quarta componente baroclínica é mostrada na figura 3.19.

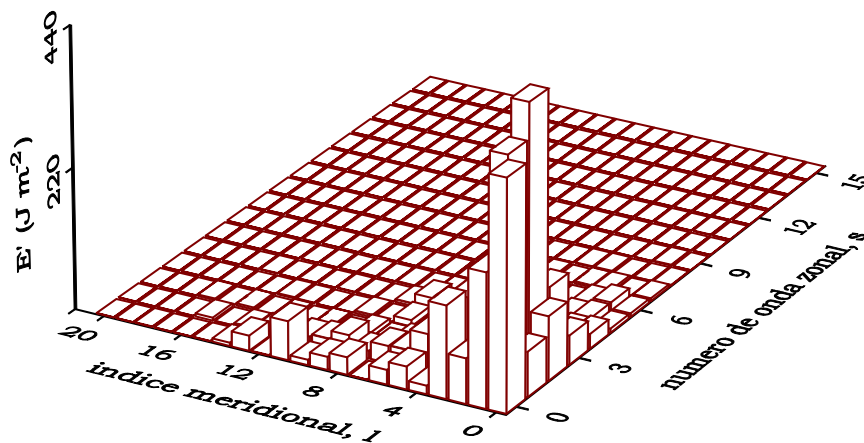


Figura 3.19: Energia total transiente associada às componentes forçadas dos modos de Rossby baroclínicos com $m = 4$. Os modos com índice meridional $l = 0$ e número de onda zonal $s = 0, \dots, 5$ são modos de Kelvin.

Tal como foi sugerido na secção 3.6.2, o forçamento da quarta componente baroclínica é dominado pelos modos com índice meridional $l < 4$. Assim, a energia forçada associada a esta componente é dominada pela variabilidade forçada da circulação intertropical, tal como se pode observar na figura 3.20.

Também se viu, na secção 3.6.2, que a variabilidade interna da quarta componente baroclínica, nas regiões extratropicais, é dominada pela contribuição devida à energia potencial disponível, enquanto que a contribuição devida à energia cinética é maior nas regiões intertropicais. No caso da variabilidade forçada, as contribuições devidas às energias cinética e potencial disponível são igualmente importantes sobre a região intertropical, conforme se pode verificar pela figura 3.21

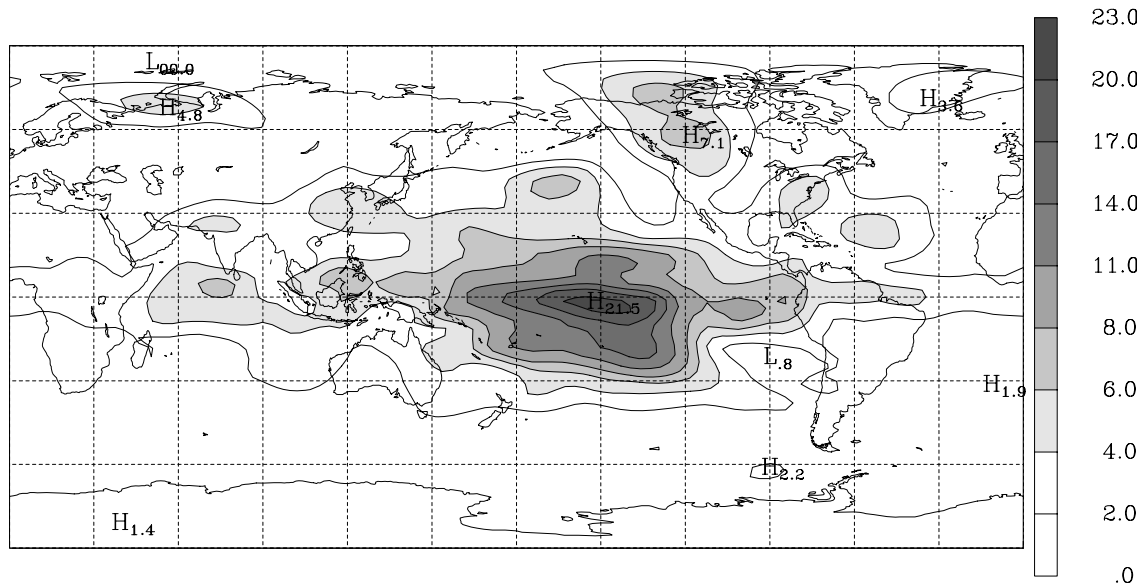


Figura 3.20: Energia total (kJ m^{-2}) associada à variabilidade forçada da quarta componente baroclínica.

De notar, finalmente, que a variância da altura de geopotencial aos 200 hPa é utilizada, muitas vezes, para avaliar a resposta da troposfera superior às anomalias das SSTs nos Trópicos [Horel e Wallace, 1981; Kawamura *et al.*, 1995]. Ora, como se pode ver na figura 3.1, a estrutura vertical do modo $m = 4$ apresenta um máximo próximo do nível dos 200 hPa, sendo, portanto, sensível às anomalias do geopotencial na troposfera superior. De facto, a figura 3.22 mostra um padrão da razão sinal/ruído da variabilidade da energia potencial disponível muito semelhante ao da figura 9 do artigo de Kawamura *et al.* [1995], onde se apresentam valores das razões entre os desvios padrões da altura de geopotencial aos 200 hPa, simulados pela versão T42/L21 do AGCM da Agência Meteorológica Japonesa, com SSTs observadas e com SSTs climatológicas. A simulação com as SSTs climatológicas foi utilizada para estimar a variabilidade interna. No entanto, deve-se referir a este propósito que os resultados de Harzallah e Sadourny [1995] indicam existirem diferenças entre a variabilidade interna estimada através de uma simulação com SSTs climatológicas e a variabilidade interna calculada com base num conjunto de simulações (ensemble) forçadas com SSTs que descrevam a variabilidade interanual.

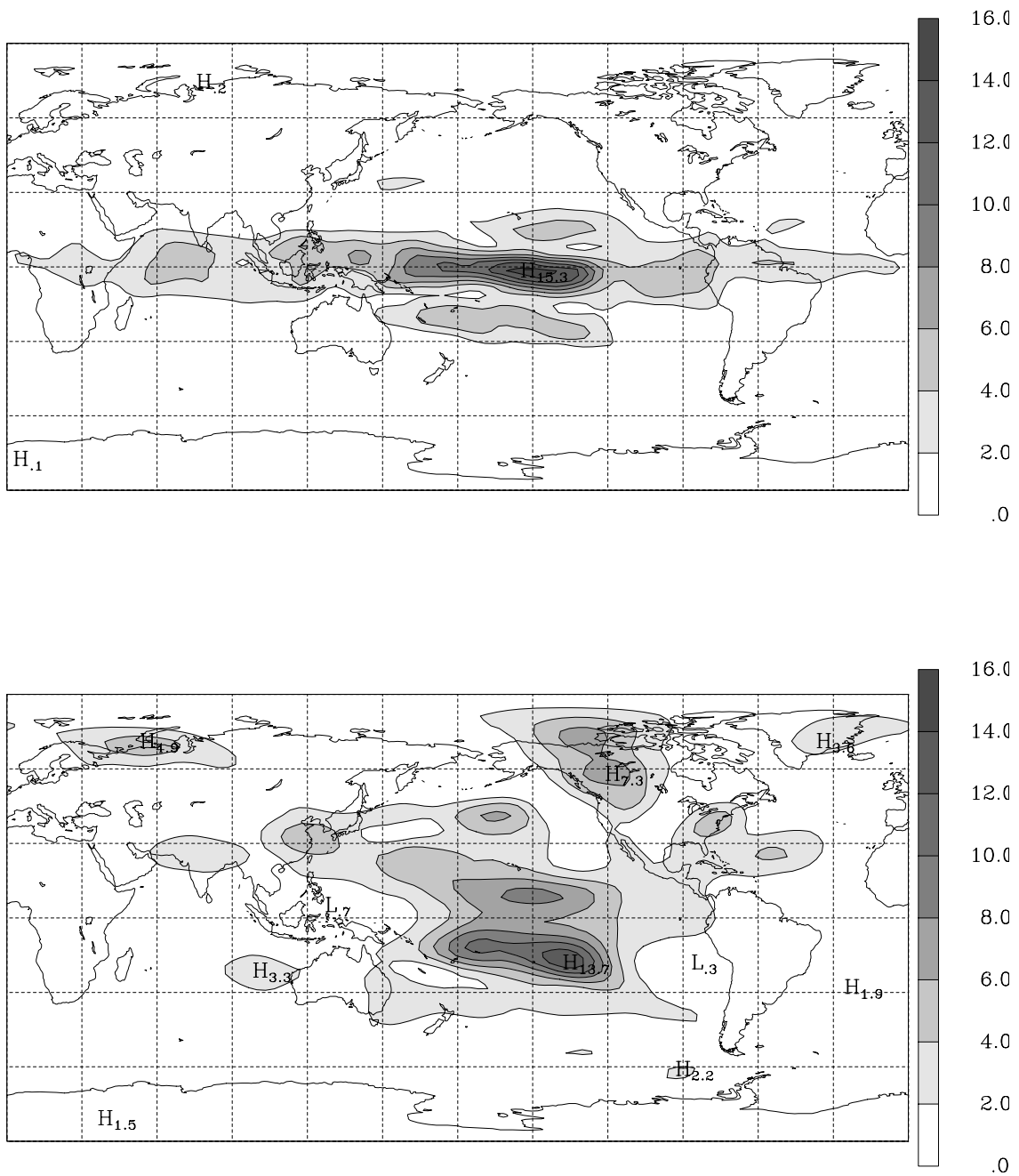


Figura 3.21: Energia cinética (*em cima*) e energia potencial disponível (*em baixo*) associadas à variabilidade forçada da quarta componente baroclínica.

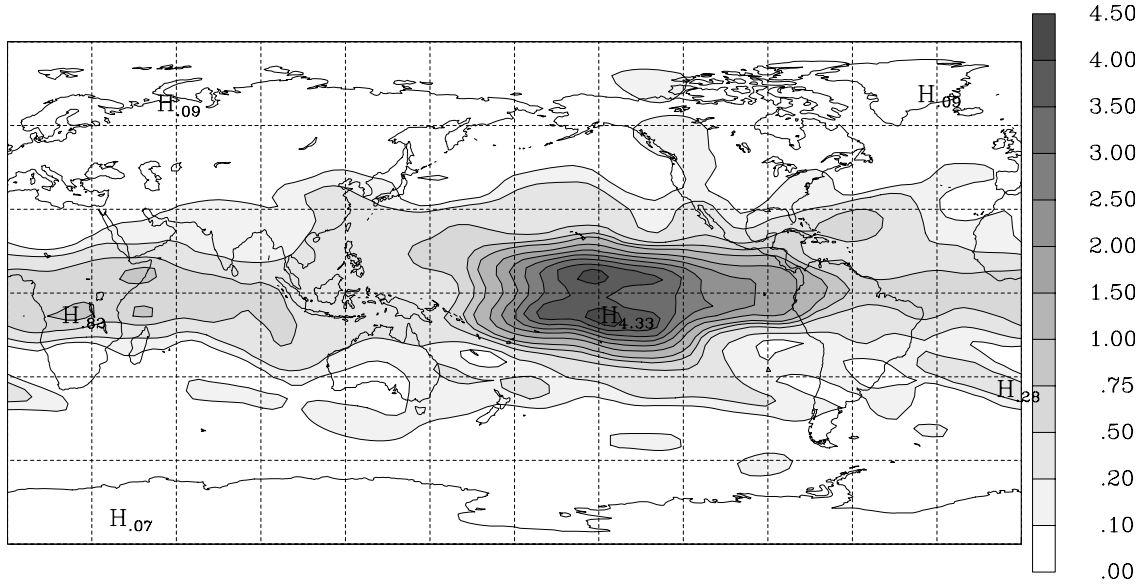


Figura 3.22: Razão sinal/ruído da variabilidade da energia potencial disponível associada à quarta componente baroclínica.

3.8 Padrões de variabilidade interna

O processo de identificação de padrões de variabilidade livre da circulação projectada sobre uma dada estrutura vertical, m , consistiu na realização de uma análise em componentes principais complexas (CPCA) sobre os coeficientes $w_{\alpha,msl}$. Tratando-se de coeficientes complexos, a formulação adequada do problema de vectores e valores próprios é

$$\sum_{\beta'} S_{\beta\beta'} e_k(\beta') = \lambda_k e_k(\beta) \quad (3.13)$$

onde \hat{e}_k é uma EOF complexa e λ_k o valor próprio que lhe está associado. $S_{\beta\beta'}$ são os elementos da matriz de variância-covariância interna, \mathbf{S} , definidos por

$$S_{\beta\beta'} = \frac{1}{N(M-1)} \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^M w'_{\beta}(i,j) w'_{\beta'}{}^*(i,j) \quad (3.14)$$

onde β e β' designam dois conjuntos de índices α, msl e $\alpha', ms'l'$; $M = 10$ é o número de simulações e $N = 30$ é o número de meses de Inverno (DJF) em cada simulação.

Os vectores \hat{e}_k obedecem à seguinte relação de ortonormalidade

$$\sum_{\beta} \hat{e}_j(\beta) \hat{e}_k^*(\beta) = \delta_{jk}. \quad (3.15)$$

Os coeficientes w'_β podem ser expandidos na seguinte combinação linear

$$w'_\beta(i, j) = \sum_k z_k(i, j)e_k(\beta), \quad (3.16)$$

onde $z_k(i, j)$ são as componentes principais (PCs) dadas por

$$z_k(i, j) = \sum_\beta w'_\beta(i, j)e_k^*(\beta). \quad (3.17)$$

Atendendo a que os campos projectados na base de modos normais são reais, os coeficientes w'_β são tais que $w'_{\beta^*} = w'_\beta$, onde $\beta^* = (\alpha, m(-s)l)$. Então, se no vector coluna

$$\begin{bmatrix} w'_1(i, j) \\ w'_2(i, j) \\ \vdots \\ w'_q(i, j) \end{bmatrix}, \quad (3.18)$$

onde q é o número total de modos considerados na CPCA, permutarmos as componentes $w'_\beta(i, j)$ e $w'_{\beta^*}(i, j)$ e calcularmos novamente a matriz de variância-covariância, obtemos uma matriz, \mathbf{S}' , que é a conjugada da matriz \mathbf{S} original. Assim, sendo \mathbf{S}' uma matriz hermítica, os seus valores próprios são reais e iguais aos da matriz \mathbf{S} , e uma sua base de vectores próprios, \hat{e}'_j , pode ser formada pelos conjugados dos vectores próprios de \mathbf{S} , i.e.,

$$\hat{e}'_j(\beta) = e_j^*(\beta). \quad (3.19)$$

Por outro lado, como a matriz \mathbf{S}' resulta apenas da troca das componentes β e β^* do vector coluna 3.18, os vectores \hat{e}''_j cujas componentes são dadas por

$$e''_j(\beta) = e_j(\beta^*) \quad (3.20)$$

formam também uma base vectores próprios da matriz \mathbf{S}' .

Se o valor próprio λ_j for não degenerado, os vectores próprios \hat{e}'_j e \hat{e}''_j poderão diferir apenas num factor de fase, i.e.,

$$\hat{e}'_j = \exp(i\varphi)\hat{e}''_j. \quad (3.21)$$

Substituindo as equações 3.19 e 3.20 na equação 3.21, obtém-se que

$$e_j^*(\beta) = \exp(i\varphi)e_j(\beta^*) \quad (3.22)$$

e, multiplicando ambos os membros de (3.22) por $\exp(-i\varphi/2)$, vem que

$$\left[\exp\left(\frac{i\varphi}{2}\right) e_j(\beta) \right]^* = \exp\left(\frac{i\varphi}{2}\right) e_j(\beta^*) \quad (3.23)$$

A equação 3.23 mostra a relação entre as componentes do vector $\exp(i\varphi/2)\hat{e}_j$. Então, pelo menos no caso não degenerado, podemos impor mais a seguinte condição de normalização aos vectores próprios \hat{e}_k

$$e_k^*(\beta) = e_k(\beta^*). \quad (3.24)$$

Com mais esta condição de normalização dos vectores próprios, facilmente se pode concluir que as PCs definidas pela expressão 3.17 são reais.

As EOFs são vectores coluna cujas componentes são as 'amplitudes' complexas associadas a cada coeficiente w'_β . Substituindo as componentes das EOFs na expansão 2.66 obtêm-se os padrões de variabilidade livre nas coordenadas (λ, θ, p) . Se, naquela expansão, for utilizada a seguinte matriz de factores de escala

$$\mathbf{C}'_m = \begin{pmatrix} \sqrt{gh_m} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{gh_m} & 0 \\ 0 & 0 & h_m \end{pmatrix},$$

em vez de \mathbf{C}_m , as componentes zonal e meridional do vento virão em unidades de m s^{-1} e o geopotencial será dado em metros de geopotencial (gpm).

Note-se, finalmente, que a condição de normalização 3.24 garante, também, que as componentes (u, v, ϕ) destes padrões de circulação são reais.

3.8.1 Componente barotrópica

Para a CPCA realizada sobre cada componente vertical, retiveram-se apenas os modos com variabilidade apreciável. Assim, no caso da componente barotrópica, a CPCA foi realizada sobre os modos de Rossby com número de onda zonal $s < 10$ e índice meridional $l < 15$ incluindo, também, o modo de Kelvin zonal (*cf.* figura 3.6).

Os quatro primeiros padrões associados à variabilidade interna da componente barotrópica são mostrados nas figuras 3.23-3.25. Futuramente, designaremos o padrão de variabilidade interna associado à PC de ordem n abreviadamente por EOF n -I, e as EOFs forçadas serão designadas por EOF n -F.

Para a interpretação dos padrões de circulação deve ter-se em conta que foram obtidos a partir de valores médios mensais, representando, por isso, variabilidade intrassazonal e interanual [Kushnir e Wallace, 1989, fig. 1]. De facto, a energia total transiente associada aos modos de Rossby barotrópicos, calculada com base nas médias mensais, é de 41.4 kJm^{-2} , enquanto que a mesma energia calculada com base nas médias de Inverno é de 16.7 kJm^{-2} .

A EOF1-I (fig. 3.23) explica 13% da variabilidade global da componente barotrópica e reproduz claramente o padrão de teleconexão do Pacífico/América do Norte (PNA) [Wallace e Gutzler, 1981]. Realizando a CPCA sobre as médias de Inverno, obtém-se um padrão da PNA semelhante ao da figura 3.23, também associado com a primeira PC, explicando, nesse caso, 17% da variância interanual.

A EOF2-I e a EOF3-I (fig. 3.24) explicam, respectivamente, 6.9% e 6.4% da variância da componente barotrópica e apresentam várias características em comum. No Hemisfério Sul, têm estruturas semelhantes embora com sinal contrário. No Hemisfério Norte, os padrões apresentam estruturas ondulatórias semelhantes, aproximadamente em quadratura com excepção da circulação anticiclónica centrada sobre a Península do Labrador. A principal diferença entre os dois padrões deve-se, no caso da EOF2-I, à presença de uma corrente circumpolar sobre a qual se encontra sobreposta a estrutura ondulatória referida acima.

Os padrões de variabilidade que apresentam estruturas semelhantes mas desfasadas, explicando fracções de variabilidade aproximadamente iguais, tal como a EOF2-I e a EOF3-I, podem ser interpretados como uma base de um conjunto contínuo de modos de variabilidade [Kushnir e Wallace, 1989]. Esta interpretação é consistente com os padrões obtidos para a segunda e terceira PCs das médias de Inverno, que representam 10% e 8% da variabilidade interanual, respectivamente. De facto, as características dominantes da variabilidade representada pelas segunda e terceira EOFs baseadas nas médias mensais (fig. 3.24) são reproduzidas nas segunda e terceira EOFs baseadas nas médias de Inverno (fig. 3.26). A principal diferença entre os dois pares de EOFs consiste em que, no caso das médias mensais, ambas as EOFs explicam variabilidade no Hemisfério Sul e no Hemisfério Norte, enquanto que, no caso das médias de Inverno, a variabilidade do Hemisfério Sul projecta-se na segunda EOF e a variabilidade do Hemisfério Norte projecta-se predominantemente na terceira EOF.

A EOF4-I (fig. 3.25) explica 5% da variância das médias mensais e revela um padrão associado à Oscilação do Atlântico Norte (NAO) [Wallace e Gutzler, 1981;

Kushnir e Wallace, 1989]. Contrariamente à figura 4 de Wallace e Gutzler [1981], a EOF4-I mostra a variabilidade da circulação na região central do Pacífico Norte em oposição de fase com a variabilidade da circulação sobre a região centrada a sudoeste das ilhas britânicas. No entanto o padrão associado à NAO, obtido por Kushnir e Wallace [1989, fig. 12b], mostra também um centro de variabilidade de pequena amplitude, sobre o Pacífico, em oposição de fase com a variabilidade sobre o Atlântico.

No caso da EOF4-I, a amplitude relativamente elevada da variabilidade da circulação, na região central do Pacífico Norte, deve estar relacionada com o facto de a variabilidade simulada pelo MU AGCM, sobre o Atlântico, ser muito menor que a observada, enquanto que a variabilidade sobre o Pacífico parece ser razoavelmente bem simulada (*cf.* figs. 3.7 e 3.8).

Tal como para a PNA (EOF1-I), obtém-se também um padrão semelhante ao da EOF4-I (NAO) quando se realiza a CPCA sobre as médias de Inverno, embora, neste caso, associado à quinta PC e explicando 5.6% da variabilidade interanual. A PNA e a NAO aparecem, portanto, como dois modos internos da variabilidade interanual da circulação barotrópica global.

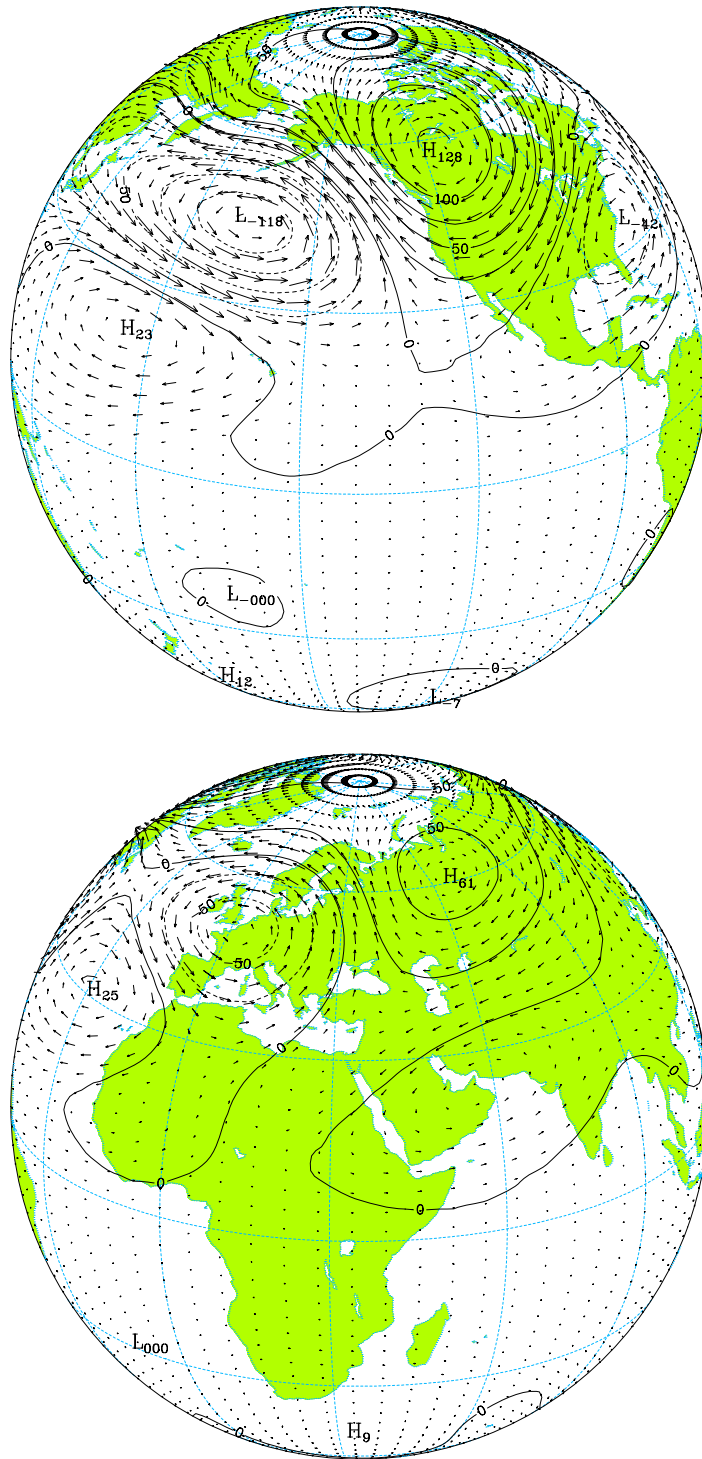


Figura 3.23: Padrão associado com a primeira PC da componente livre da circulação barotrópica. As unidades do geopotencial e da velocidade do vento são gpm e ms^{-1} , respectivamente. A velocidade máxima é $v_{max.} = 10.2 \text{ms}^{-1}$.

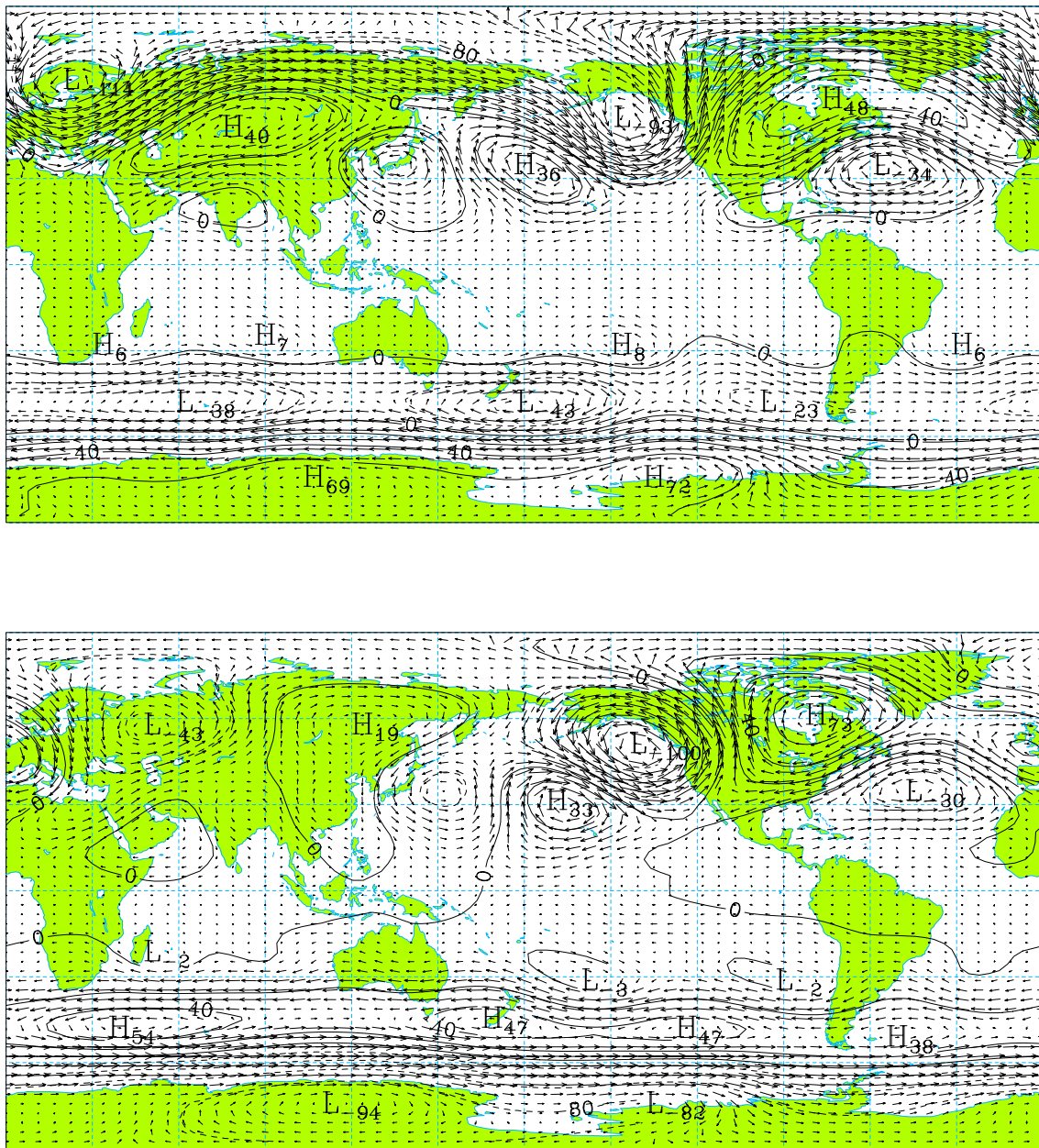


Figura 3.24: Tal como na figura 3.23 mas referente à segunda (em cima, $v_{max.} = 6.7 \text{ m s}^{-1}$) e à terceira (em baixo, $v_{max.} = 7.6 \text{ m s}^{-1}$) PCs.

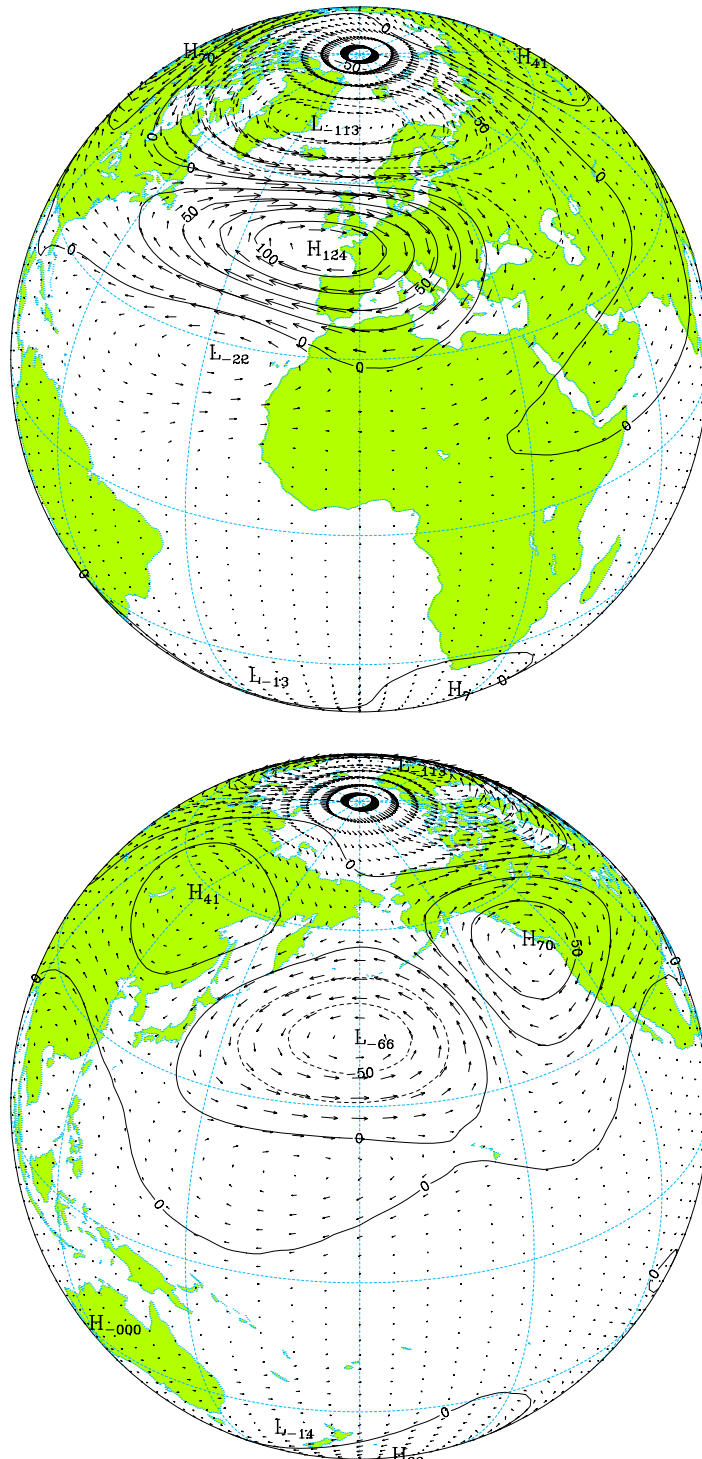


Figura 3.25: Tal como na figura 3.23 mas referente à quarta PC ($v_{max.} = 12.3 \text{ m s}^{-1}$).

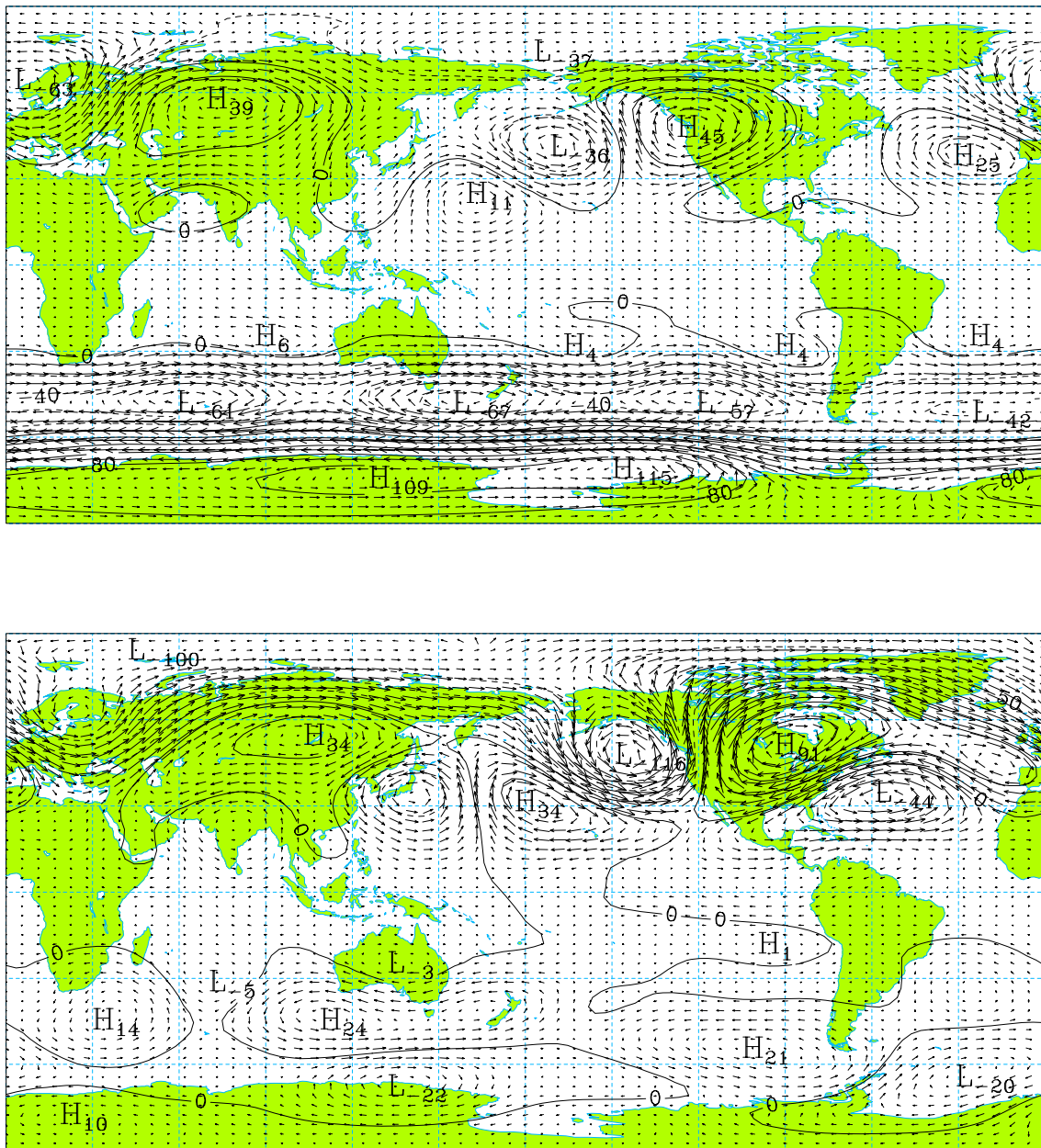


Figura 3.26: Padrões associados à segunda (em cima, $v_{max.} = 7.6 \text{ m s}^{-1}$) e à terceira (em baixo, $v_{max.} = 8.2 \text{ m s}^{-1}$) PCs barotrópicas das médias de Inverno.

3.8.2 Quarta componente baroclínica

Na CPCA realizada sobre a quarta componente baroclínica, retiveram-se os modos de Rossby com número de onda zonal $s \leq 7$ e índice meridional $l \leq 17$ e os modos de Kelvin com $s \leq 5$ (*cf.* fig. 3.11).

A primeira PC da quarta componente baroclínica explica 9.2% da sua variabilidade interna, e o padrão que lhe está associado (fig. 3.27) apresenta uma estrutura muito semelhante ao da EOF1-I da componente barotrópica (fig. 3.23), i.e., à estrutura da PNA. Por outro lado, os padrões associados às PCs 2 a 7, que explicam conjuntamente 28% da variância, não apresentam estruturas simples que lembrem padrões familiares na literatura.

A função de estrutura vertical barotrópica, G_0 , varia muito pouco entre a superfície, $p_s = 1010.5$ hPa, e o nível dos 200 hPa [$G_0(p_s) = 0.60$, $G_0(200) = 0.69$, *cf.* fig. 3.1], pelo que, a componente barotrópica da circulação representa aproximadamente uma média aritmética vertical da circulação. Dado que os padrões de anomalias associadas à variabilidade de baixa frequência da circulação extratropical, no Inverno do Hemisfério Norte, apresentam estruturas verticais equivalentes à estrutura barotrópica [Wallace e Gutzler, 1981; Karoly, 1989], i.e., as anomalias estão centradas sobre a mesma vertical mas a sua amplitude cresce com a altitude, então parte dessa variabilidade deverá projectar-se em outras estruturas verticais além de G_0 .

Perlwitz e Graf [1995] realizaram uma análise de correlações canónicas (CCA) entre as circulações de Inverno na estratosfera e na troposfera extratropicais do Hemisfério Norte, identificando dois modos importantes da variabilidade. O padrão da circulação troposférica associado ao primeiro par de variáveis canónicas ($r = 0.70$) foi identificado com a NAO, apresentando características baroclínicas. O padrão da circulação troposférica associado ao segundo par de variáveis canónicas ($r = 0.69$) foi identificado com a PNA, apresentando uma estrutura equivalente à barotrópica.

Graf *et al.* [1997] identificaram os mesmos modos de covariabilidade da troposfera e da estratosfera através de uma decomposição em valores singulares (SVD). Os dois modos explicam mais de 80% da covariância dos campos do geopotencial, tendo sido identificados, quer em observações, quer em simulações climatológicas com as versões T21 e T42 do ECHAM3 GCM do Max-Planck Institut für Meteorologie.

A quarta função de estrutura vertical baroclínica, G_4 , apresenta um nodo no nível dos 540 hPa, que separa os valores negativos na alta troposfera dos valores positivos

na baixa troposfera (*cf.* fig. 3.1). Assim, a projecção da circulação troposférica sobre a quarta componente baroclínica (vide eq. 2.58) corresponde a uma diferença ponderada entre as circulações na alta e na baixa troposfera.

Neste trabalho investigaram-se as estruturas verticais dos padrões tridimensionais da PNA e da NAO, a fim de saber se estes modos da variabilidade livre da circulação atmosférica têm apenas uma estrutura equivalente à barotrópica ou se, pelo contrário, possuem características baroclínicas, i.e., se as anomalias estão centradas sobre um eixo inclinado em relação à vertical e se o vento muda de direcção ao longo da mesma.

O método utilizado consistiu no cálculo simultâneo das EOFs da componente barotrópica e da quarta componente baroclínica, sendo a CPCA realizada sobre o vector

$$\left[\sqrt{h_0} w'_1(i, j), \sqrt{h_0} w'_2(i, j), \dots, \sqrt{h_0} w'_p(i, j), \right. \\ \left. \sqrt{h_4} w'_{p+1}(i, j), \sqrt{h_4} w'_{p+2}(i, j), \dots, \sqrt{h_4} w'_{p+q}(i, j) \right]^T, \quad (3.25)$$

onde p e q designam o número de modos associados à componente barotrópica e à quarta componente baroclínica, respectivamente. Cada coeficiente $w'_\beta(i, j)$ foi multiplicado pela raiz quadrada da respectiva altura equivalente de forma a reduzir as variâncias (energias totais) dos modos barotrópicos e dos baroclínicos às mesmas unidades.

Caso os padrões da NAO e da PNA surjam nas duas componentes verticais, poder-se-á, então, comparar a localização dos respectivos centros de variabilidade a as direcções do vento e, daí, averiguar se possuem estruturas equivalentes à barotrópica ou, pelo contrário, possuem características baroclínicas. Por este processo, pode-se, ainda, decompor a energia total associada a cada EOF nas respectivas contribuições devidas à componente barotrópica e à quarta componente baroclínica. Como as EOFs são normalizadas à unidade, a fracção da energia total explicada pela PC n associada à componente barotrópica vem dada pela soma dos quadrados dos módulos dos primeiros p coeficientes da EOF n , e a fracção associada à quarta componente baroclínica pela soma dos quadrados dos módulos dos últimos q coeficientes da mesma EOF.

O método descrito apresenta algumas analogias com o método utilizado por Schubert [1986] no estudo das estruturas verticais dos padrões de variabilidade, identificados numa análise em componentes principais da função de corrente aos 500 hPa. Schubert calculou as componentes principais das diferenças entre as funções de corrente nos níveis dos 200 hPa e dos 700 hPa, para obter as estruturas verticais dos modos de

variabilidade. De notar, no entanto, que Schubert calculou separadamente as EOFs da função de corrente aos 500 hPa e as EOFs da diferença entre as funções de corrente nos níveis dos 200 hPa e dos 700 hPa.

As figuras 3.28 e 3.29 mostram a componente barotrópica e a quarta componente baroclínica da PNA. Estes padrões estão associados com a primeira PC do vector 3.25, a qual explica 11.3% da variabilidade conjunta daquelas duas componentes verticais. A componente barotrópica da PNA representa 76.6% da energia total associada à primeira PC, estando os restantes 23.4% associados à quarta componente baroclínica. A depressão sobre a costa atlântica dos Estados Unidos apresenta uma ligeira inclinação para noroeste, o mesmo podendo dizer-se a respeito da circulação anticiclónica sobre o Pacífico Tropical, que possui um centro pouco definido na quarta componente baroclínica. No entanto, em qualquer dos casos, a inclinação dos eixos dos centros de circulação não é acompanhada por uma rotação aparente da direcção do vento ao longo da vertical. A circulação anticiclónica sobre o noroeste do Canadá bem como a depressão a sudoeste das Aleutas igualmente apresentam estruturas equivalentes à barotrópica.

De notar que, para a comparação das amplitudes das anomalias nas duas componentes verticais, se deverá ter em conta as razões entre as respectivas funções de estrutura vertical: $G_4(850)/G_0(850) = 0.95$ e $G_4(250)/G_0(250) = -1.42$.

As figuras 3.30 e 3.31 mostram a componente barotrópica e a quarta componente baroclínica da NAO. Estes padrões surgem associados com a quarta PC, que explica 4.9% da variabilidade conjunta. A componente barotrópica da NAO representa 78.6% da energia total associada à respectiva PC, estando os restantes 21.4% associados à quarta componente baroclínica. A circulação anticiclónica sobre a região euro-atlântica e a depressão a norte da Islândia apresentam características baroclínicas com os eixos inclinados, respectivamente, para noroeste e para sudoeste, sendo de notar que a inclinação dos eixos destes centros de circulação é acompanhada pela rotação da direcção do vento ao longo da vertical, sobre o norte do Atlântico e o norte da Europa. A depressão sobre o Pacífico Norte apresenta uma estrutura equivalente à barotrópica.

Note-se, finalmente, que parte da variabilidade da corrente de jacto sobre o norte de África e Médio Oriente se projecta na quarta componente baroclínica.

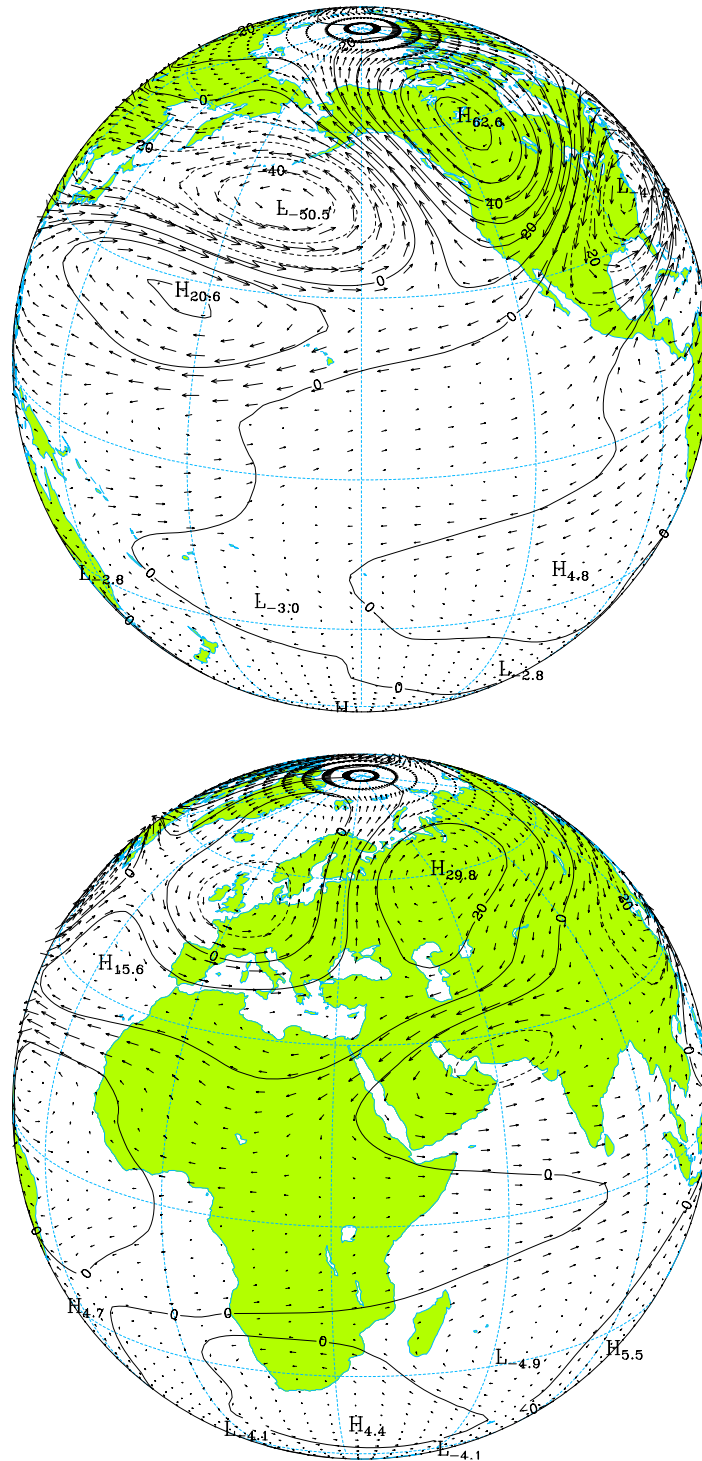


Figura 3.27: Padrão associado à primeira PC da variabilidade livre da quarta componente baroclínica ($v_{max.} = 5.8 \text{ m s}^{-1}$).

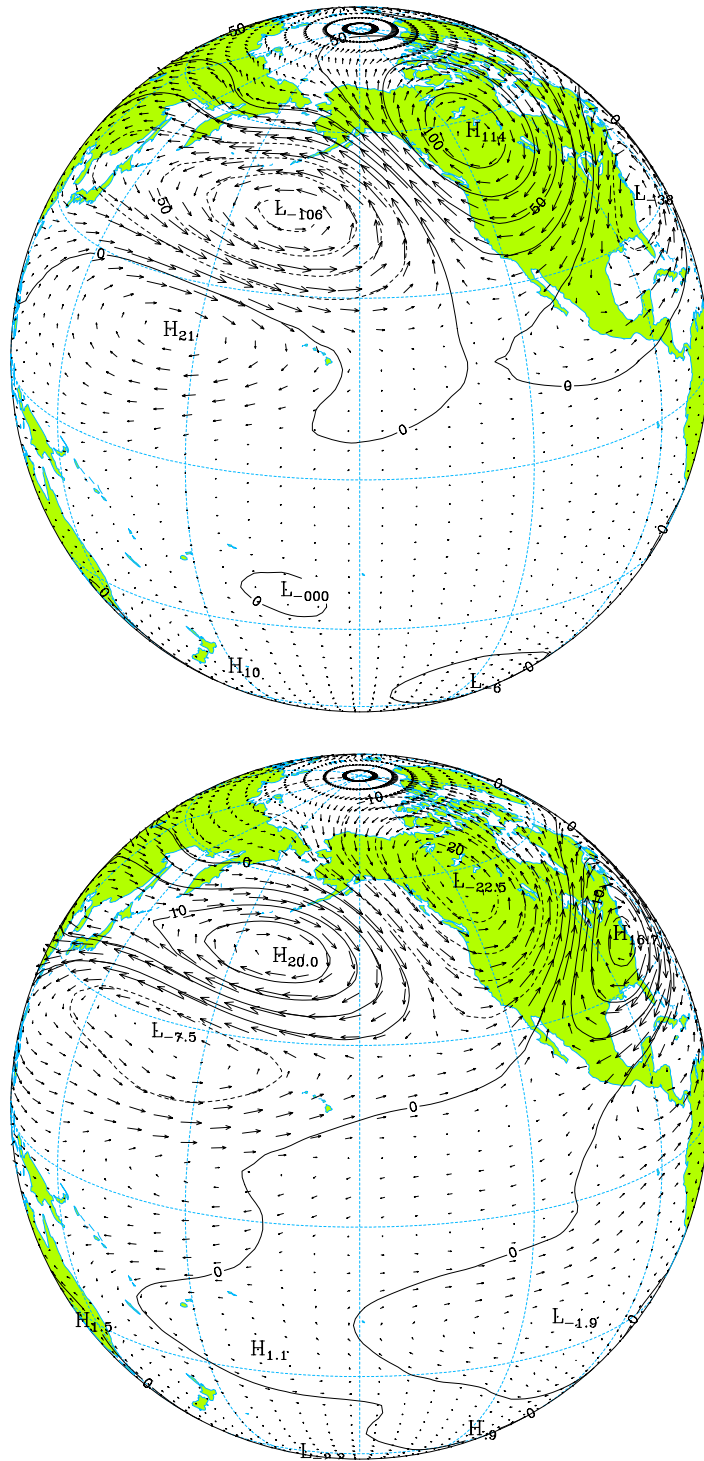


Figura 3.28: Componente barotrópica (em cima, $v_{max.} = 9.1 \text{ m s}^{-1}$) e quarta componente baroclínica (em baixo, $v_{max.} = 2.3 \text{ m s}^{-1}$) da PNA.

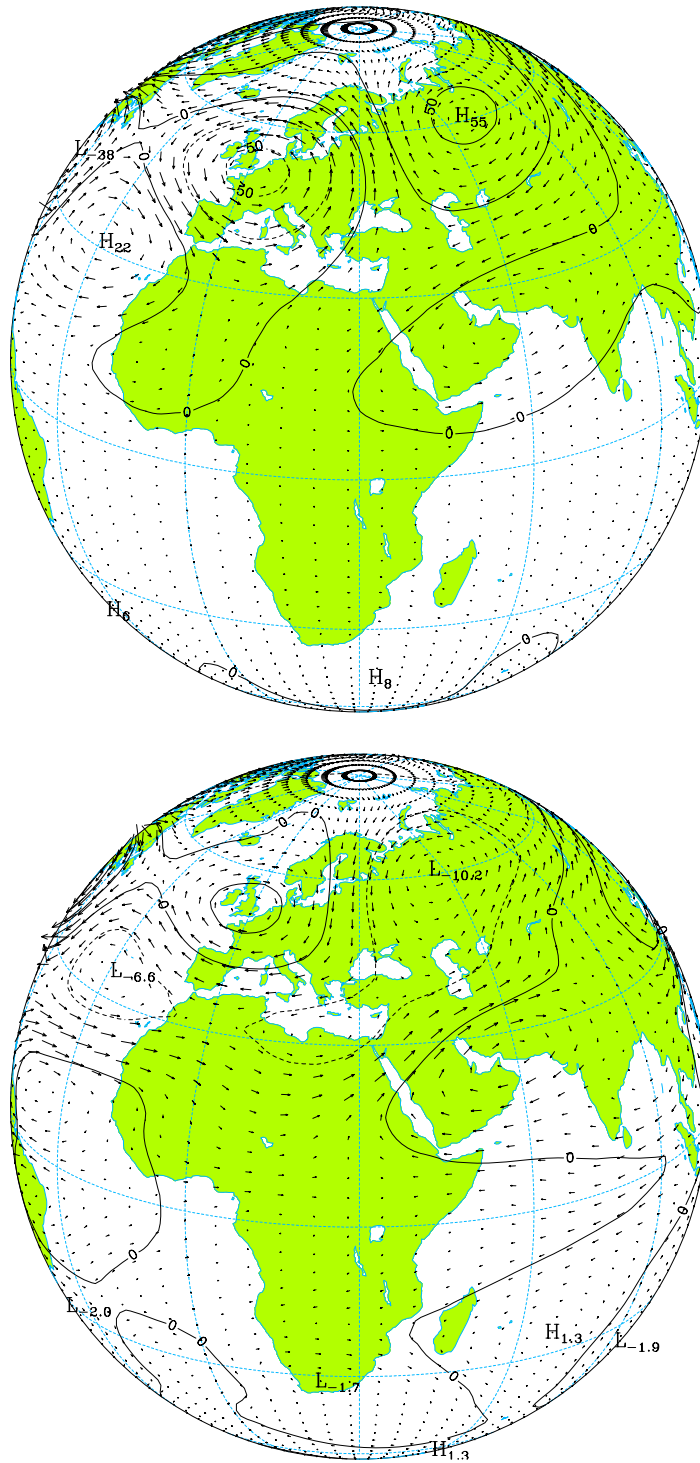


Figura 3.29: Igual à figura 3.28 mas para o outro hemisfério.

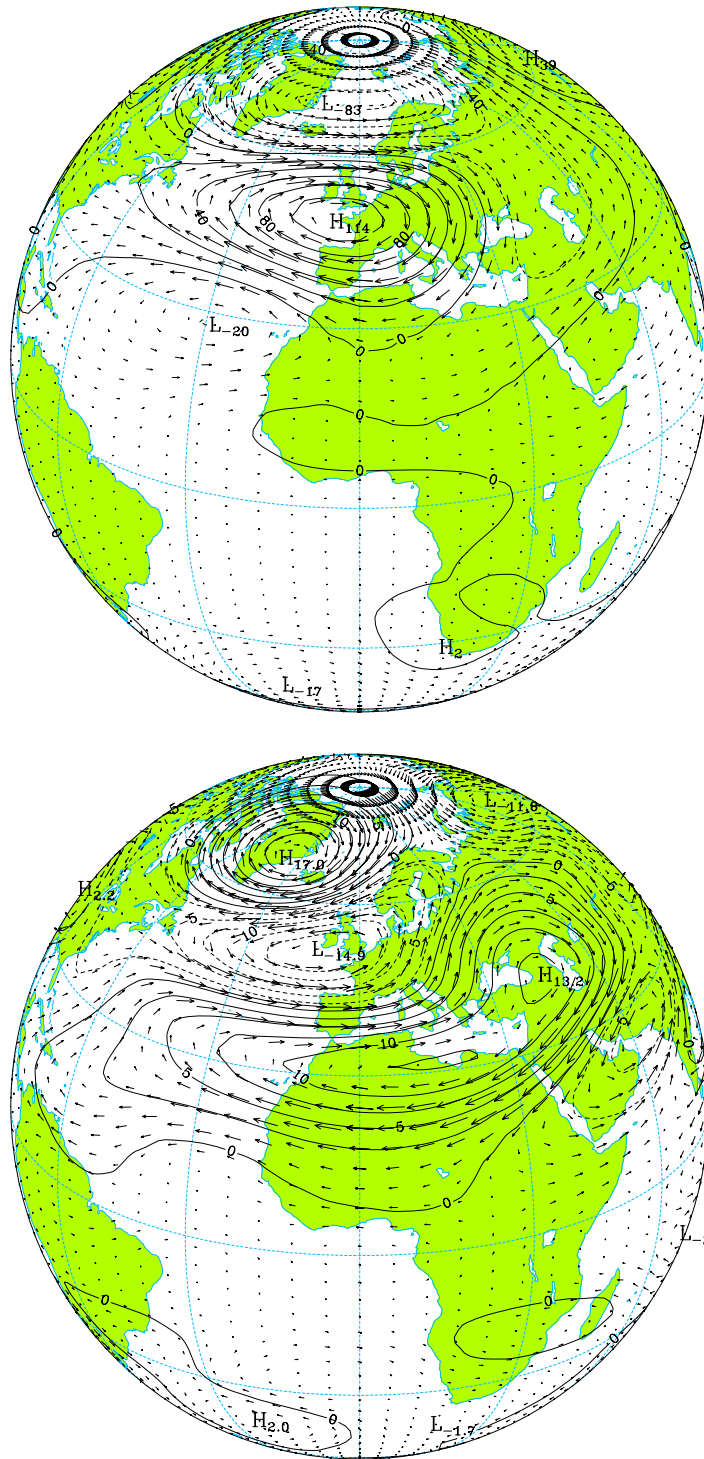


Figura 3.30: Componente barotrópica (em cima, $v_{max.} = 10.2 \text{ m s}^{-1}$) e quarta componente baroclínica (em baixo, $v_{max.} = 1.9 \text{ m s}^{-1}$) da NAO.

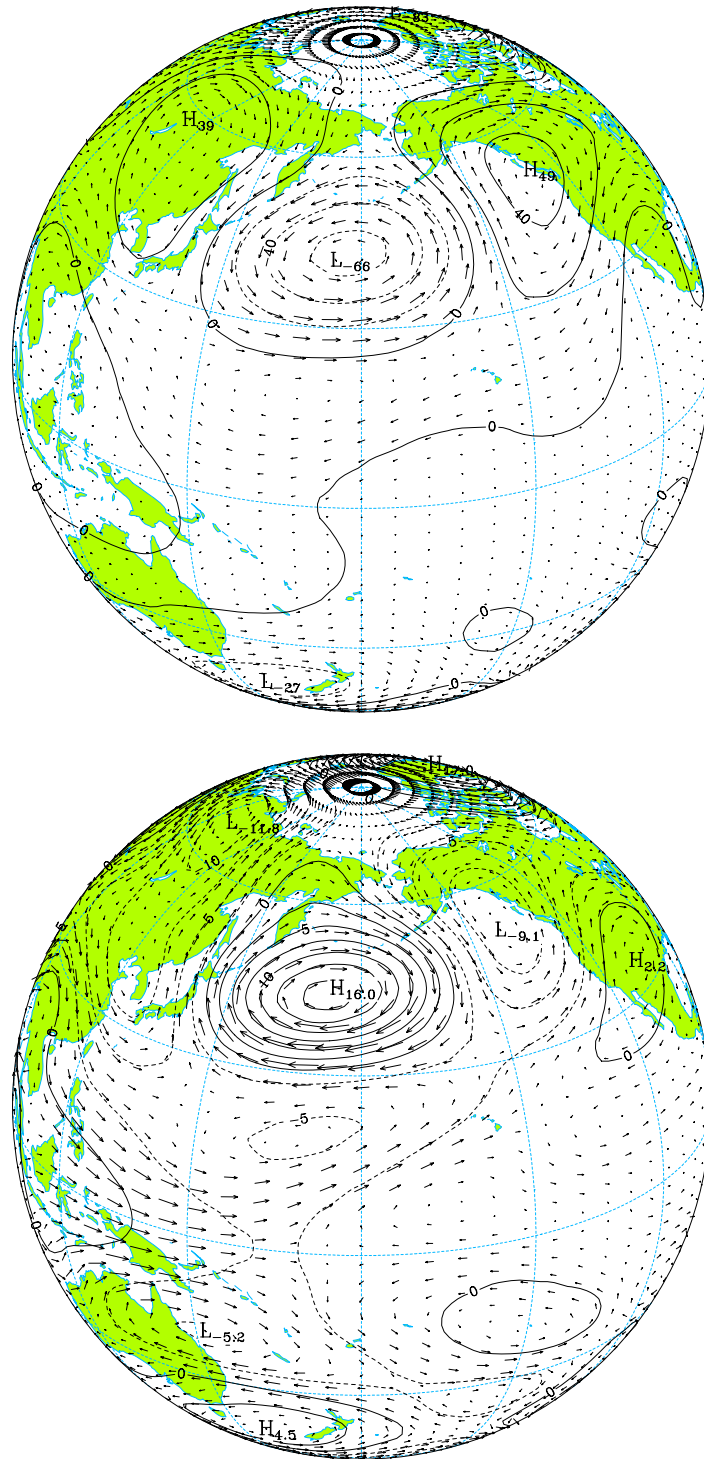


Figura 3.31: Igual à figura 3.30 mas para o outro hemisfério.

3.9 Padrões de variabilidade forçada

Os padrões de circulação associados às anomalias dos campos das SSTs foram obtidos calculando as EOFs das médias de ensemble, $[w_\beta]_j$. Uma estimativa centrada da matriz de variância-covariância das componentes forçadas é dada por

$$S_{\beta\beta'}^{SST} = \frac{\hat{\sigma}_{SST}(\beta)\hat{\sigma}_{SST}(\beta')}{\sigma_{EM}(\beta)\sigma_{EM}(\beta')} \frac{\sum_{j=1}^N [w_\beta]_j [w_{\beta'}]_j^*}{N-1} \quad (3.26)$$

onde σ_{EM} é o desvio padrão das médias de ensemble, calculado pela expressão

$$\sigma_{EM}(\beta) = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{j=1}^N [w_\beta]_j [w_\beta]_j^*} \quad (3.27)$$

A equação 3.26 é formalmente idêntica à equação 3 de Harzallah e Sadourny [1995], mas com o desvio padrão $\sigma_{SST}(\beta)$ associado ao forçamento oceânico definido por

$$\sigma_{SST}(\beta) = \sqrt{\sigma_{SST}^2(\Re(w_\beta)) + \sigma_{SST}^2(\Im(w_\beta))}, \quad (3.28)$$

sendo as variâncias $\sigma_{SST}^2(\Re(w_\beta))$ e $\sigma_{SST}^2(\Im(w_\beta))$ estimadas pela equação 2.5.

3.9.1 Componente barotrópica

Na CPCA da componente barotrópica forçada consideraram-se os modos de Rossby com número de onda zonal $s \leq 5$ e índice meridional $l \leq 10$, e o modo de Kelvin zonal (cf. fig. 3.15). O padrão associado à primeira PC da componente barotrópica forçada é mostrado na figura 3.32. Este padrão explica 46% da variância forçada da componente barotrópica e é muito semelhante às representações esquemáticas, propostas por Horel e Wallace [1981] e Karoly [1989], do padrão das anomalias da circulação de Inverno (DJF), na média e alta troposferas, associadas com episódios de El Niño. De facto, o coeficiente de correlação entre a PC1 e o *cold tongue index* (definido como o valor médio das anomalias das SSTs na região $6^{\circ}\text{N} - 6^{\circ}\text{S}$, $90^{\circ} - 180^{\circ}\text{W}$) apresenta um valor elevado e igual a 0.92. O coeficiente de correlação foi calculado para um período pequeno (1979-88), que inclui o episódio de EL Niño bastante intenso no Inverno de 1982/83. No entanto, conforme se pode ver pela figura 3.33 o valor elevado da correlação não resulta de um ou dois pares de anomalias extremamente elevadas.

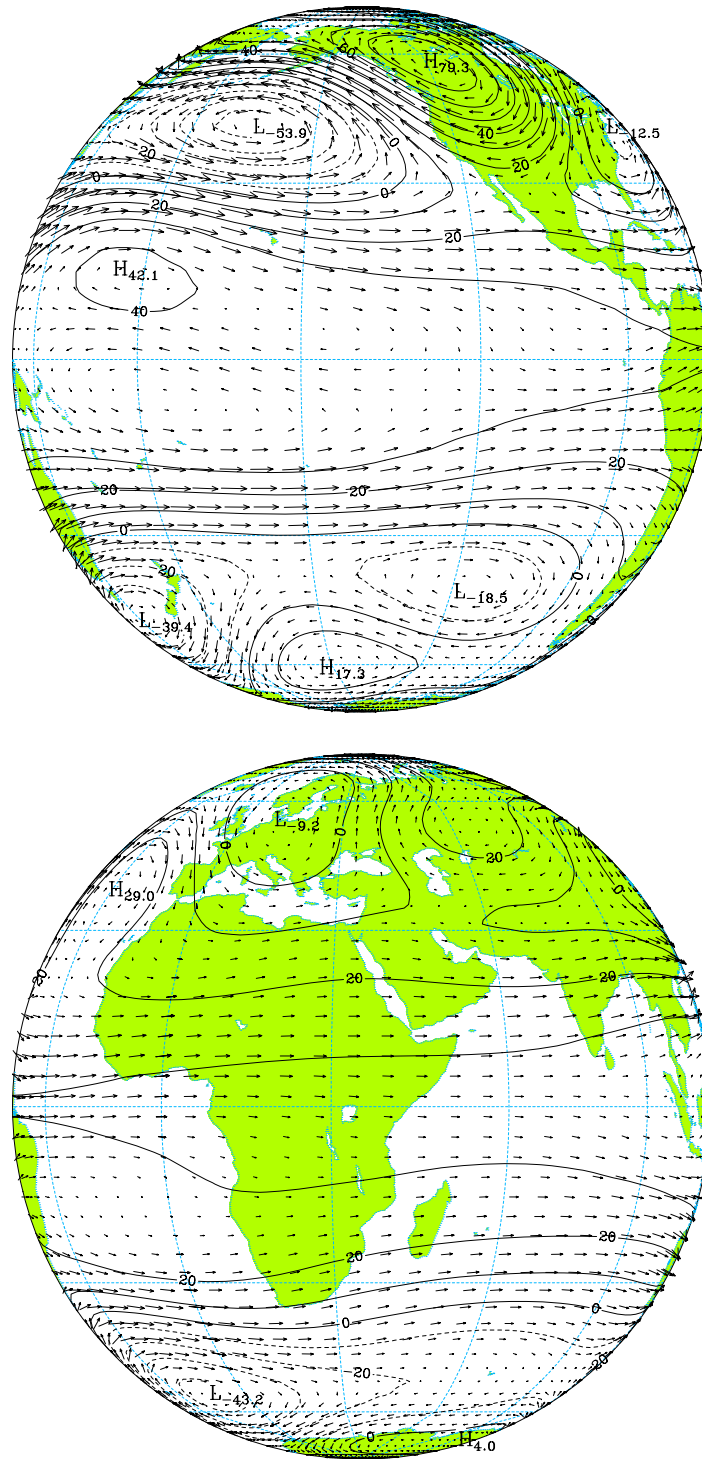


Figura 3.32: Padrão associado com a primeira PC da componente forçada da circulação barotrópica ($v_{max.} = 6.6 \text{ m s}^{-1}$).

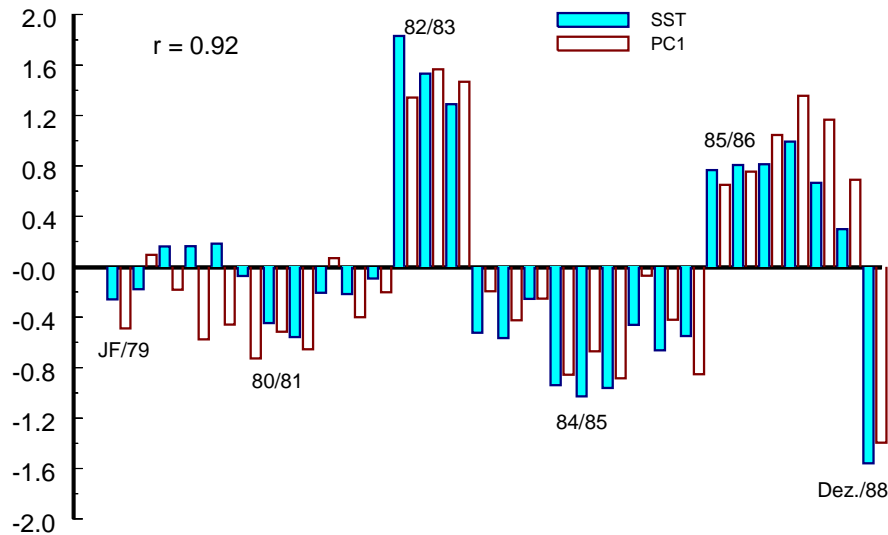


Figura 3.33: Séries temporais do *cold tongue index* (K) e da PC1 da componente barotrópica forçada. A PC foi multiplicada por 2.5.

É interessante também referir a semelhança do padrão associado à EOF1-F com o padrão de regressão linear entre as temperaturas médias verticais da troposfera (superfície - 300 hPa) e o *cold tongue index*, no período 1979-92 [Wallace, 1996, cap. 2, fig. 23]. O padrão observado para as anomalias das temperaturas médias verticais da troposfera e o padrão simulado para o campo $(u, v, \phi)^T$ (fig. 3.32) mostram, no entanto, algumas diferenças. Sobre o Pacífico Tropical, o padrão associado à EOF1-F apresenta um par de centros de circulação anticiclónica que se encontra deslocado de cerca de 30° para oeste relativamente ao par observado. No que respeita à circulação extratropical, embora as anomalias da temperatura apresentem valores positivos sobre o Canadá e valores negativos sobre o Pacífico a sudoeste das Aleutas e sobre o sul dos Estados Unidos, não reproduzem um padrão de teleconexão da PNA tão bem definido como no caso do padrão simulado. Estas diferenças podem ser devidas, pelo menos em parte, ao facto de o padrão de regressão [Wallace, 1996] ter sido calculado incluindo todo o ciclo sazonal, enquanto que o padrão simulado representa, apenas, a variabilidade forçada da circulação de Inverno. Ora, durante o Inverno, a influência da circulação tropical sobre a circulação extratropical, através da dinâmica das ondas de Rossby, é mais intensa, devido aos maiores gradientes meridionais da vorticidade potencial.

A segunda PC explica apenas 11.4% da variância da componente barotrópica forçada, e o padrão, que lhe está associado, não é facilmente interpretável.

3.9.2 Quarta componente baroclínica

Os padrões da circulação forçada associada à quarta componente baroclínica foram obtidos realizando a CPCA sobre os modos de Kelvin e modos de Rossby com $s \leq 4$ e $l \leq 5$ (cf. fig. 3.19).

Na figura 3.34 apresentam-se os padrões associados com a PC1 e a PC2, que explicam, respectivamente, 42% e a 22% da variância forçada da quarta componente baroclínica.

A EOF1-F apresenta muitas semelhanças com um compósito do vento aos 200 hPa, calculado por Ropelewski e Halpert [1989, fig. 17c] a partir de observações efectuadas nos meses de Outubro a Dezembro dos anos 1970, 1973 e 1975 cujos índices da Oscilação Austral foram elevados. De facto, tal como para a PC1 da componente barotrópica forçada, o coeficiente de correlação entre a PC1 da quarta componente baroclínica forçada e o *cold tongue index* apresenta um valor elevado, igual a 0.95.

Os padrões da EOF1-F e da EOF2-F estão claramente associados a anomalias da circulação de Walker [Webster e Chang, 1988], sendo esta associação comprovada pelos mapas da figura 3.35, que mostram os campos da divergência para a EOF1-F e para EOF2-F. O mapa associado com a EOF1-F mostra uma diminuição da convergência da circulação sobre a região da Indonésia e o norte da América do Sul, acompanhada por uma diminuição da divergência sobre o Pacífico central e oriental, Golfo da Guiné e sobre a região ocidental do oceano Índico. Estas anomalias são características de episódios de El Niño. O mapa associado com a EOF2-F mostra um acréscimo da convergência sobre o oeste do Pacífico e parte oriental do arquipélago da Indonésia e um menor aumento da convergência sobre o sudeste de África, acompanhados por um aumento da divergência sobre o Índico oriental.

Embora, neste capítulo, se tenha dado especial atenção à componente barotrópica e à quarta componente baroclínica, sobre a terceira função de estrutura vertical baroclínica, também se projecta uma componente importante da circulação forçada, conforme se pode observar na figura 3.14. Uma análise em componentes principais, realizada sobre a terceira componente baroclínica, revelou padrões de circulação forçada semelhantes aos apresentados na figura 3.34. A mesma análise, realizada conjuntamente sobre a terceira e quarta componentes baroclínicas, revelou, também, padrões de covariabilidade semelhantes aos representados na figura 3.34, indicando que as anomalias do campo da divergência, associadas às EOFs da terceira componente baroclínica,

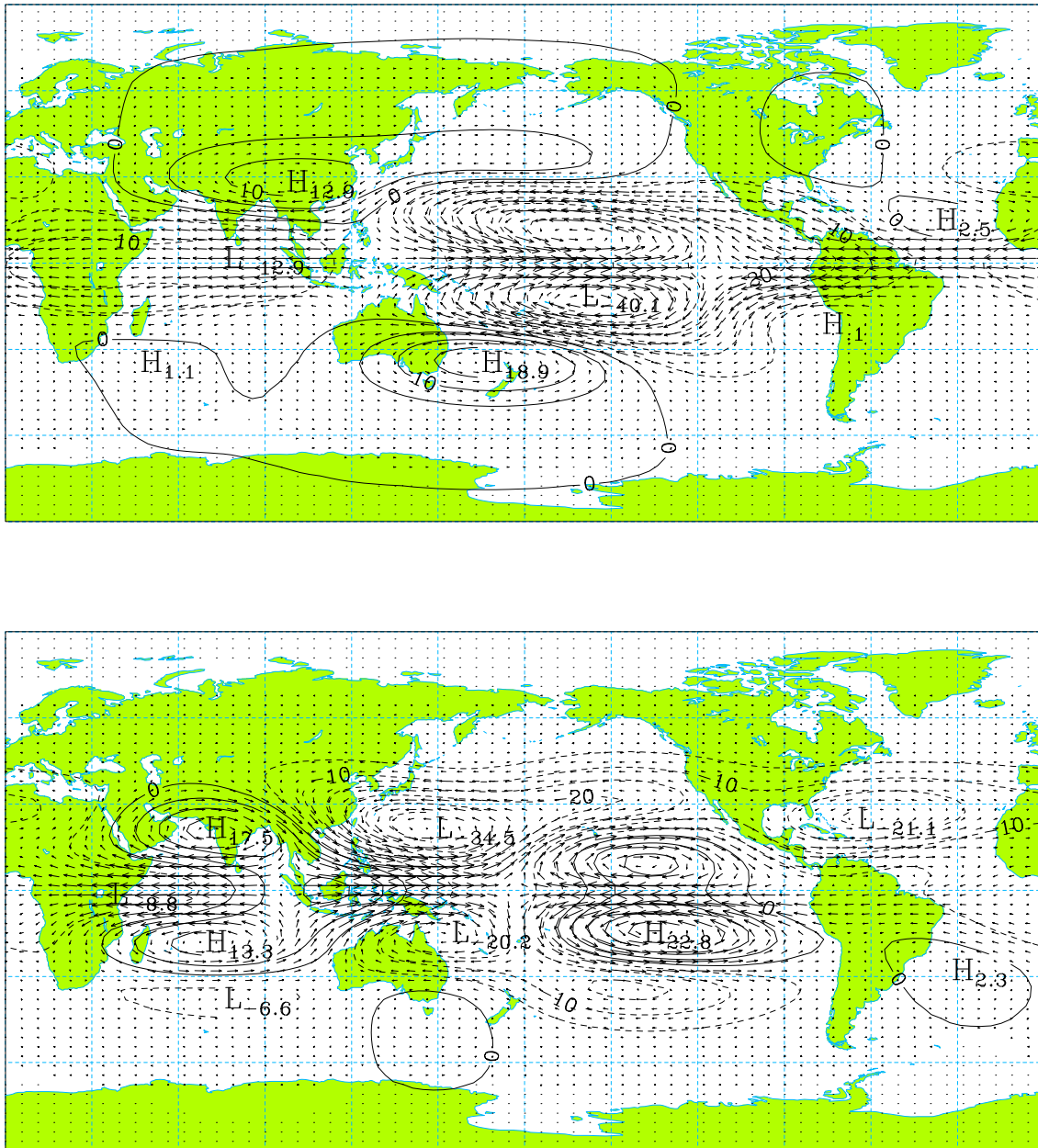


Figura 3.34: Padrões associados à primeira (em cima, $v_{max} = 8.1 \text{ m s}^{-1}$) e à segunda (em baixo, $v_{max} = 8.9 \text{ m s}^{-1}$) PCs da quarta componente baroclínica forçada.

reforçam os padrões da divergência representados na figura 3.35.

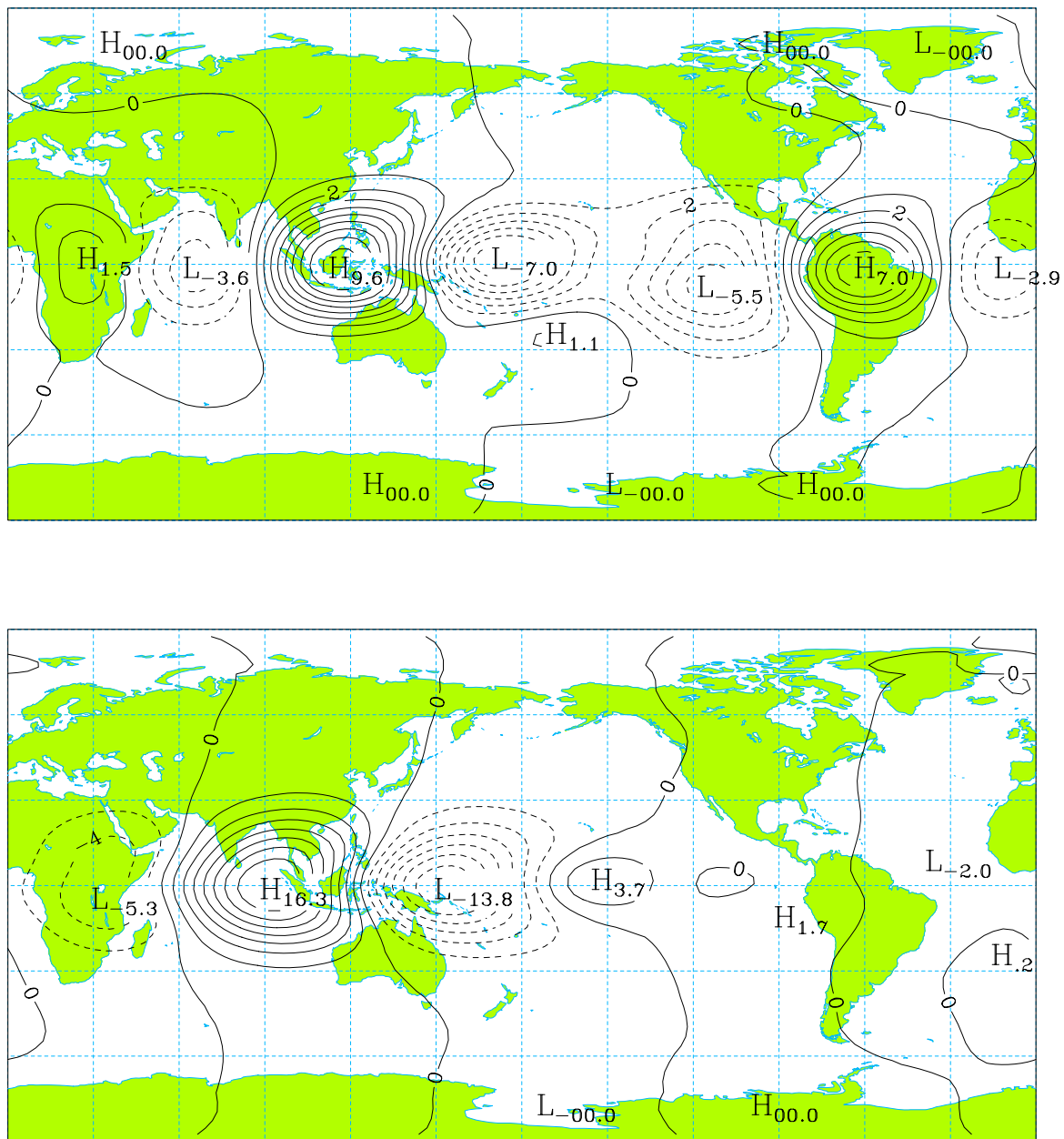


Figura 3.35: Campos da divergência ($10^{-7} s^{-1}$) associados com a EOF1-F (em cima) e a EOF2-F (em baixo) da quarta componente baroclínica forçada.

3.9.3 Mapas de correlações das PCs forçadas com as SSTs globais

A fim de determinar os padrões globais das SSTs associados com os padrões da circulação forçada, calcularam-se os mapas de correlações de cada PC forçada com as anomalias das SSTs, em cada nó da malha do campo de forçamento.

A figura 3.36 mostra os mapas de correlação para a PC1 da componente barotrópica forçada e para PC2 da quarta componente baroclínica forçada. O mapa de correlação para PC1 da quarta componente baroclínica é praticamente idêntico ao da PC1 da componente barotrópica. Estes mapas mostram que os valores positivos das PC1 da componente barotrópica e da quarta componente baroclínica estão associados a um padrão de anomalias das SSTs semelhante ao padrão de anomalias durante a fase de pleno desenvolvimento de um episódio de El Niño. O mapa de correlação da PC2 da quarta componente baroclínica mostra que os valores positivos desta PC estão associados a anomalias positivas das SSTs na região ocidental e central do Pacífico Tropical, no Atlântico Tropical e no Atlântico Sul. Este mapa mostra também uma reminiscência do padrão (simétrico) de anomalias de El Niño, na região oriental do Pacífico Tropical.

Enquanto que os mapas de correlações das SSTs com a PC1 da componente barotrópica forçada e com a PC1 da quarta componente baroclínica forçada reflectem uma estrutura robusta bem documentada (veja, por exemplo, os mapas apresentados por Philander, S. G. [1990, cap. 1, fig. 1.19(c)], Harzallah e Sadourny [1995, fig. 11a] ou Renshaw *et al.* [1998, fig. 6b,c]), já o mapa associado à PC2 da quarta componente baroclínica deve ser interpretado com muita cautela, pois as correlações foram calculadas com base num período pequeno, de apenas 10 anos. Note-se, no entanto, que as anomalias positivas das SSTs, no Pacífico oeste, são consistentes com um aumento da actividade convectiva, naquela região, e, conseqüentemente, com o acréscimo da convergência da circulação mostrado no mapa da divergência associada com a PC2 da quarta componente baroclínica.

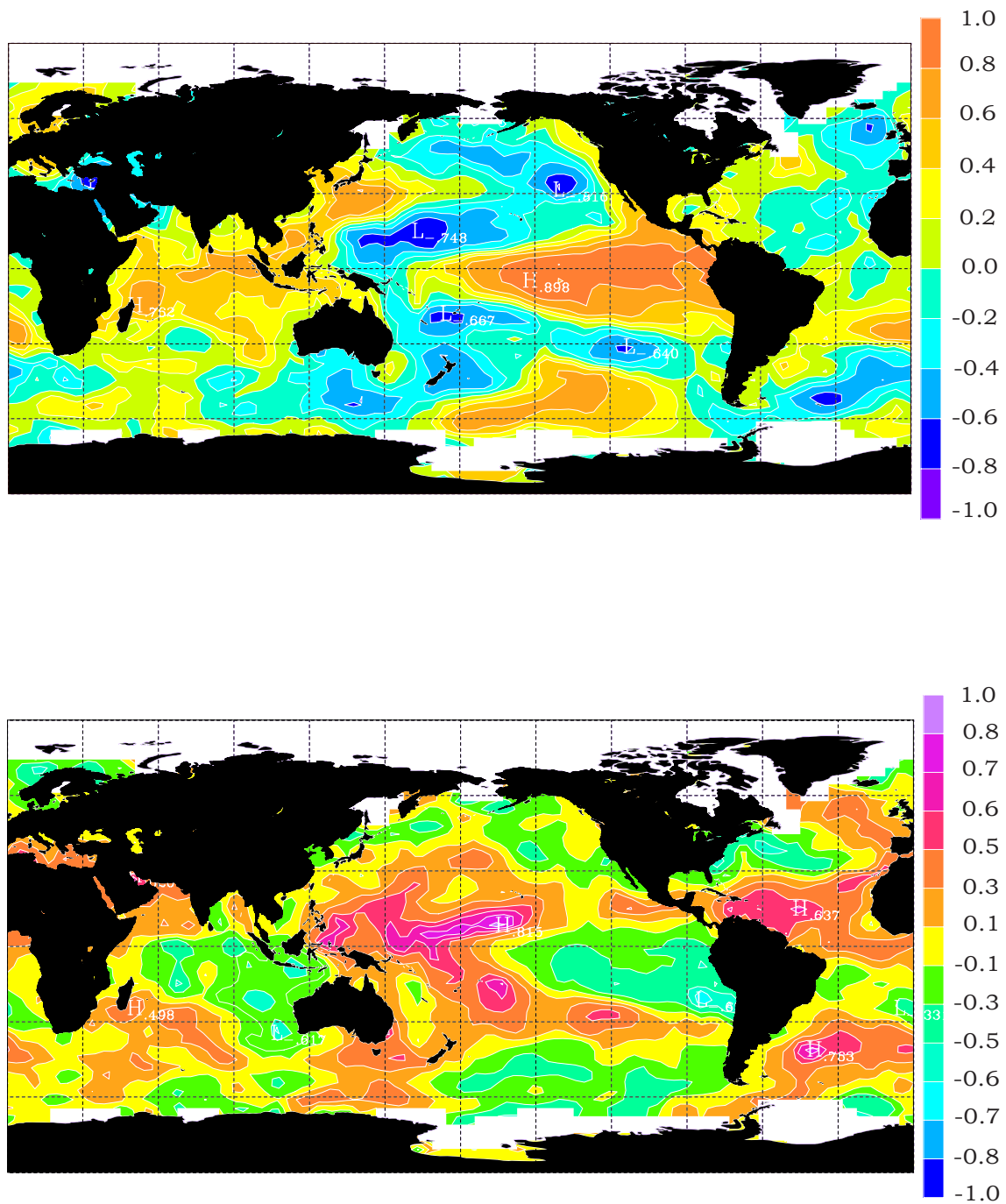


Figura 3.36: Mapas de correlações da PC1 da componente barotópica forçada (*em cima*) e da PC2 da quarta componente baroclínica forçada (*em baixo*) com as SSTs.

3.10 Projecção das reanálises do NCEP sobre os padrões simulados

Os padrões associados às primeiras PCs da componente barotrópica e da quarta componente baroclínica forçadas representam respostas da circulação atmosférica simulada a anomalias das SSTs associadas com o ciclo ENSO. Estes padrões podem ser testados, projectando sobre eles a atmosfera observada e correlacionando as séries temporais das projecções com um índice de El Niño.

Nas figuras 3.37 e 3.38 mostram-se as médias de Inverno das projecções das reanálises do NCEP, referentes ao período 1973-96, sobre a EOF1-F barotrópica e sobre a EOF1-F da quarta componente baroclínica, respectivamente. A série temporal do índice Niño3.4 (definido como a média das anomalias das SSTs na região $5^{\circ}\text{N} - 5^{\circ}\text{S}$, $120^{\circ} - 170^{\circ}\text{W}$) é também mostrada nas figuras.

Os valores dos coeficientes de correlação do índice Niño3.4 com as projecções sobre as EOF1-Fs da componente barotrópica e da quarta componente baroclínica são iguais a 0.78 e 0.93, respectivamente. Estes valores elevados do coeficiente de correlação mostram que, sobre os padrões de forçamento simulados, se projectam, principalmente, anomalias da circulação atmosférica observada (reanalizada), que estão associadas linearmente com as anomalias das SSTs no Pacífico Tropical. Essas anomalias da circulação atmosférica observada podem, portanto, também ser interpretadas como respostas ao forçamento oceânico.

O menor valor do coeficiente de correlação, no caso da projecção sobre a EOF1-F da componente barotrópica, será devido, pelo menos em parte, ao facto de a EOF1-I (a PNA livre) não ser ortogonal à EOF1-F. Como consequência desta não ortogonalidade, a variabilidade associada à PNA livre terá uma projecção não nula sobre a EOF1-F e, vice versa, a variabilidade associada ao forçamento oceânico terá uma projecção não nula sobre a EOF1-I. De facto, as projecções das reanálises do NCEP sobre as EOFs 1-F e 1-I da componente barotrópica apresentam uma correlação de 0.78. Note-se, no entanto, que a EOF1-F deve representar uma estrutura mais aproximada da resposta ao forçamento oceânico, pois a correlação do índice Niño3.4 com a projecção sobre a EOF1-I é apenas igual a 0.43.

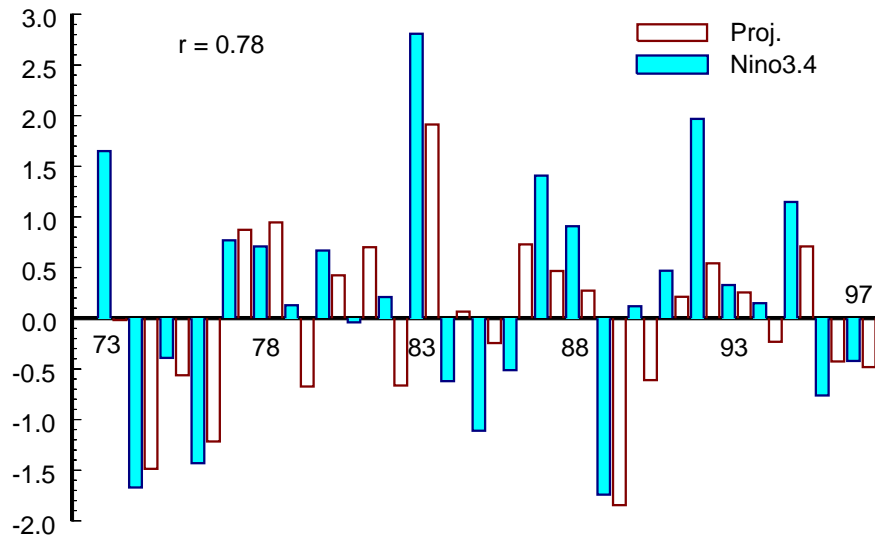


Figura 3.37: Séries temporais do índice Niño3.4 (K) e das projecções das reanálises do NCEP sobre a EOF1-F da componente barotrópica simulada. A projecção foi multiplicada por 1.5.

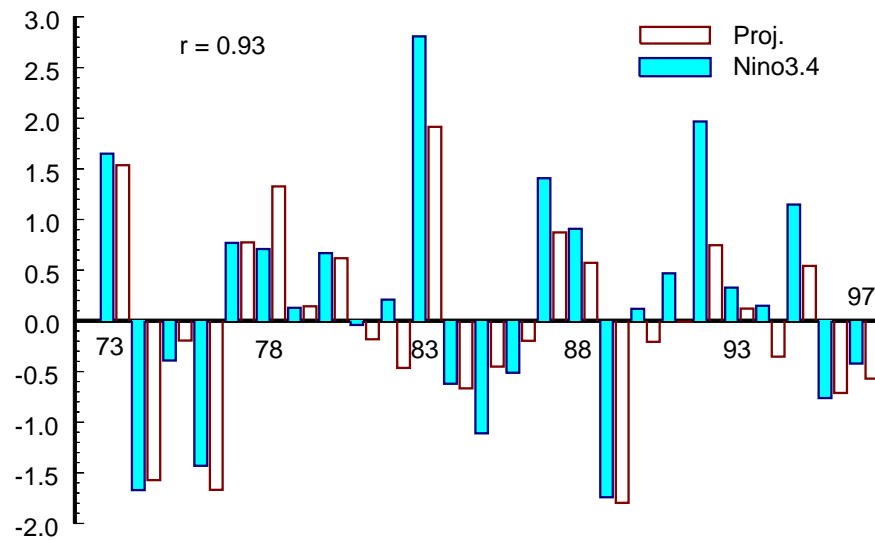


Figura 3.38: Igual à figura 3.37 mas para a quarta componente baroclínica. A projecção foi multiplicada por 3.

Capítulo 4

Variabilidade Climática nas Reanálises do NCEP

Neste capítulo estuda-se a variabilidade intrassazonal e interanual da circulação de Inverno (DJF) da atmosfera reanalizada pelo NCEP, no período de Janeiro de 1973 a Dezembro de 1996. Os dados utilizados consistem nas médias mensais do vector $(u, v, \phi)^T$ e da temperatura virtual, disponíveis em 17 níveis padrão da pressão (1000, 925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20 e 10 hPa) e discretizadas numa malha horizontal com resolução $2.5^\circ \text{ lat.} \times 2.5^\circ \text{ long.}$. Futuramente as reanálises serão designadas por atmosfera NCEP ou, simplesmente, por observações.

4.1 Modos normais da atmosfera NCEP

O perfil vertical da temperatura virtual, $T_0(p)$, da atmosfera de referência foi obtido calculando a média global daquele campo, em cada superfície isobárica, para os 72 meses de Inverno do período de 1973 a 96. Este perfil foi utilizado na equação 2.38 para calcular o parâmetro de estabilidade estática da atmosfera de referência.

As funções de estrutura vertical da atmosfera NCEP foram calculadas pelo método numérico descrito por Castanheira *et al.* [1999, secs. 2 e 4] e são mostradas na figura 4.1, para os casos da componente barotrópica e das 5 primeiras componentes baroclínicas.

Comparando as figuras 3.1 e 4.1, pode observar-se que as funções de estrutura vertical da atmosfera NCEP apresentam os zeros menos espaçados, proporcionando, por isso, uma maior resolução da estratosfera e da troposfera superior. Esta maior

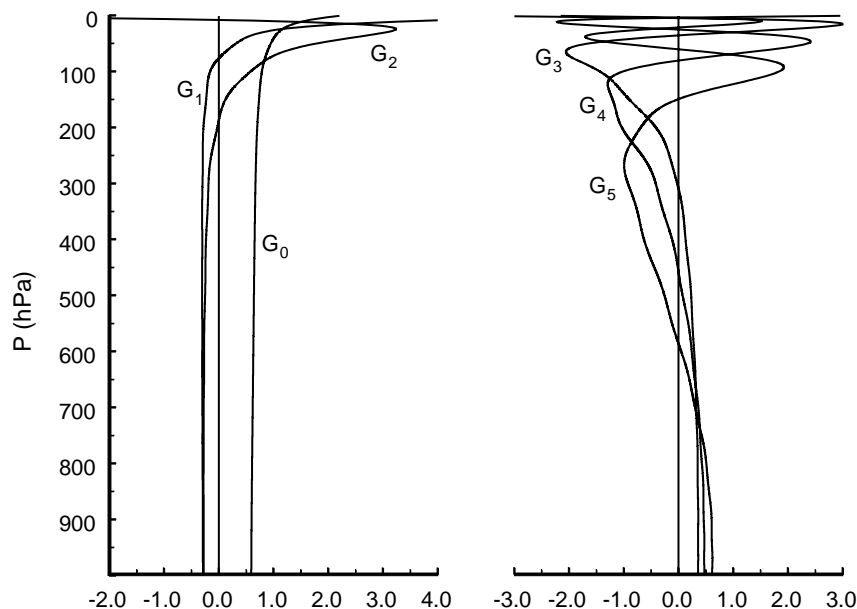


Figura 4.1: Estruturas verticais dos modos $m = 0, \dots, 5$ da atmosfera NCEP.

resolução é consequência do maior número de níveis de discretização da atmosfera NCEP, em especial na estratosfera [Castanheira *et al.*, 1999, secção 4.2], sendo de recordar que o modelo MU AGCM possui apenas dois níveis sigma na estratosfera (0.074 e 0.009).

As funções de estrutura vertical barotrópicas, referentes às atmosferas simulada e observada, são praticamente idênticas, permitindo uma comparação directa dos padrões de variabilidade, associados à componente barotrópica da circulação simulada, com os respectivos padrões da circulação observada. Por outro lado, a maior resolução das componentes baroclínicas, no caso da atmosfera NCEP, pode levar a que os padrões da circulação simulada, associados à quarta componente baroclínica, surjam, na atmosfera observada, associados à quarta e/ou à quinta componentes baroclínicas.

As projecções verticais 2.58 dos dados NCEP sobre as funções de estrutura vertical foram calculadas pelo método de quadratura de Gauss, tal como no caso das simulações, mas com os dados interpolados por *splines* cúbicos para 41 níveis gaussianos. As anomalias dos geopotencial e do vento, nos dois níveis gaussianos acima dos 10 hPa, foram consideradas como sendo iguais às anomalias no nível dos 10 hPa. Nos níveis gaussianos entre os 1000 hPa e a superfície, $p_s = 1011.3$ hPa, as anomalias do geopotencial foram obtidas por extrapolação hidrostática, utilizando a temperatura virtual e as anomalias do geopotencial observadas ao nível dos 1000 hPa. No caso do vento

horizontal, assumiu-se novamente a condição de escorregamento nulo à superfície.

Os modos horizontais, associados a cada função de estrutura vertical, foram calculados pelo método descrito na secção 3.3.2.

As projecções sobre os modos horizontais foram obtidas pelo mesmo método que o utilizado para as simulações, sendo o integral meridional em (2.67) calculado com 72 latitudes gaussianas.

4.2 Espectro vertical da energia total transiente

Considera-se que a atmosfera observada constitui um membro de um ensemble teórico de atmosferas sujeitas às mesmas influências externas, cada uma evoluindo independentemente das outras através das flutuações rápidas de estados de tempo [Leith, 1978].

Dispondo-se apenas de um membro não é possível fazer a decomposição 3.2 das projecções sobre um dado modo $\beta = (\alpha, msl)$ nas flutuações devidas à variabilidade interna e nas respostas ao forçamento externo. Não é portanto possível calcular as estimativas 3.8 e 3.11 para as energias totais transientes associadas, respectivamente, à variabilidade livre e à variabilidade forçada.

Uma estimativa centrada da energia transiente associada à variabilidade total (interna+forçada) é dada pela seguinte expressão

$$E'_\beta = \frac{p_s h_m}{c_\beta} \frac{1}{N-1} \sum_{t=1}^N w_\beta(t) w_\beta^*(t) \quad (4.1)$$

sendo $N (= 72)$ o número de meses de Inverno no período de 1973-96.

Note que, aparentemente, há uma contradição ao afirmar-se que a expressão 3.6 não é um estimador centrado da variabilidade total das simulações e, por outro lado, que a expressão 4.1 é um estimador centrado da variabilidade total das observações. De facto, a contradição é apenas aparente. A razão para a distinção dos estimadores reside na forma como são obtidas as séries sobre as quais são aplicados. O estimador 4.1 é aplicado sobre uma série que contém apenas uma realização das flutuações, ε_{1n} , devidas à variabilidade interna, e do sinal climático, β_n , devido ao forçamento externo (*cf.* eq. 2.1). Por outro lado, a série sobre a qual se aplica o estimador 3.6 é constituída pela sucessão de 10 realizações independentes das flutuações, ε_{mn} , devidas à variabilidade interna, somada a 10 repetições sucessivas do sinal climático,

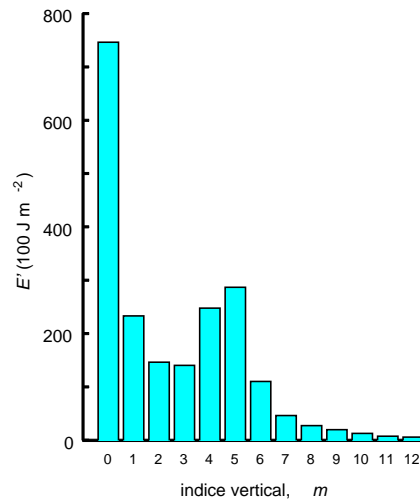


Figura 4.2: Espectro vertical da energia total transiente da atmosfera NCEP, referente ao período de 1973-96.

β_n , devido ao forçamento externo no período de 1979-88. Ora, como afirmado por Rowell *et al.* [1995], o estimador 3.6, no caso de um ensemble de simulações, não toma em consideração o efeito das repetições do sinal climático.

A figura 4.2 mostra o espectro vertical da energia total transiente das médias mensais de Inverno da atmosfera NCEP. Tal como foi descrito na secção 3.6, a energia associada a cada função de estrutura vertical, G_m , foi calculada somando as energias associadas a todos os modos horizontais com índice vertical m .

Comparando a figura 4.2 com as figuras 3.5 e 3.14 verifica-se que a energia transiente simulada pelo MU AGCM é menor que a observada. De facto, no caso da atmosfera simulada, a soma das energias associadas a todos os índices verticais, i.e., a energia integrada sobre toda a atmosfera, é apenas igual a 71% da energia total observada.

O espectro vertical da energia apresenta uma estrutura bimodal, tal como no caso do espectro simulado. No entanto, no caso da atmosfera observada, o máximo de energia nas componentes baroclínicas aparece associada a quinta componente, embora seja relativamente pequena a diferença entre os valores das energias associadas à quarta e à quinta componentes.

De notar que, no caso das componentes baroclínicas da atmosfera simulada, o facto de o máximo de energia surgir associado à quarta componente resulta apenas da menor discretização vertical do modelo [Castanheira *et al.*, 1999]. De facto, a altura equivalente associada à quarta componente baroclínica da atmosfera simulada ($h_4 = 179$ m)

é aquela que apresenta um valor mais próximo da altura equivalente associada à quinta componente baroclínica da atmosfera NCEP ($h_5 = 145$ m). Por outro lado, a diferença relativamente pequena, entre as energias associadas à quarta e à quinta componentes baroclínicas da atmosfera observada, sugere a possibilidade, já antecipada na secção 4.1, de os padrões tridimensionais da variabilidade da circulação atmosférica, associados à quarta componente baroclínica da atmosfera simulada, surgirem, no caso da atmosfera observada, associados à quarta e/ou à quinta componentes baroclínicas.

4.3 Componente barotrópica

A figura 4.3 mostra o espectro horizontal da energia total transiente associada aos modos de Rossby barotrópicos, incluindo o modo de Kelvin zonal, e as figuras 4.4 e 4.5 mostram os espectros das energias associadas aos modos gravíticos barotrópicos com velocidades de fase para oeste e para leste, respectivamente.

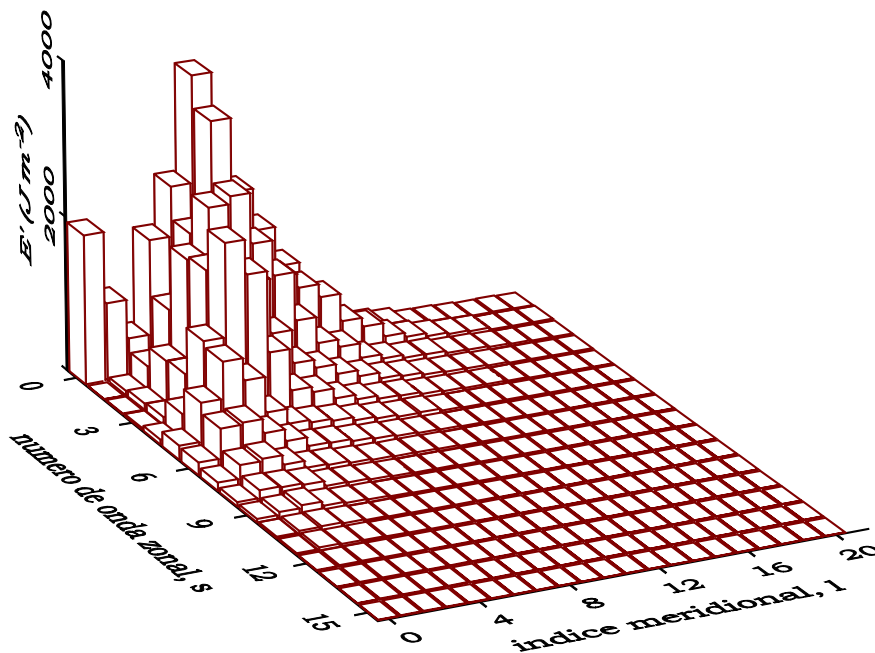


Figura 4.3: Energia total transiente associada aos modos de Rossby barotrópicos e ao modo de Kelvin zonal ($s = 0$, $l = 0$).

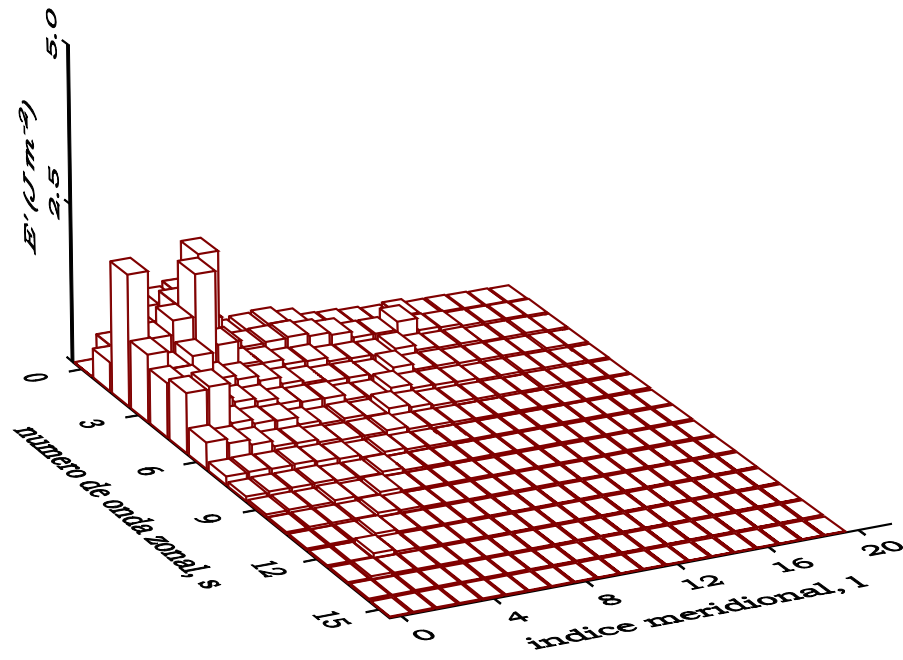


Figura 4.4: Energia total transiente associada aos modos gravíticos barotrópicos que se propagam para oeste.

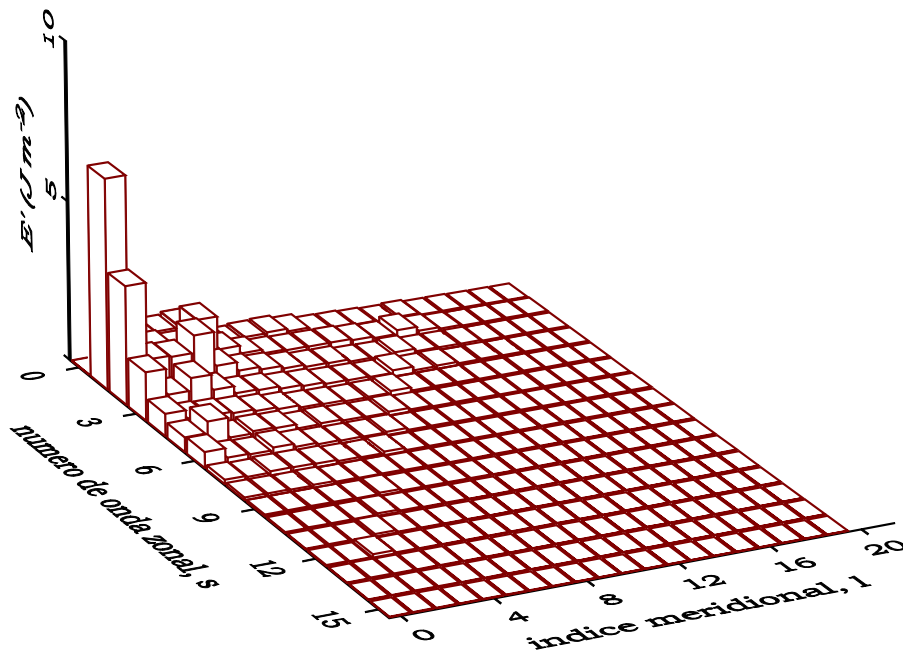


Figura 4.5: Energia total transiente associada aos modos gravíticos barotrópicos que se propagam para leste.

Os valores da energia associada aos modos gravíticos barotrópicos são três ordens de grandeza inferiores aos valores da energia dos modos de Rossby barotrópicos. Assim, tal como no caso das simulações, na análise da variabilidade da componente barotrópica da atmosfera NCEP serão considerados apenas os modos de Rossby e o modo de Kelvin zonal.

Pela observação da figura 4.3 pode-se constatar que, à medida que o número de onda zonal cresce, o máximo meridional da variabilidade aparece associado a um índice l menor. Este facto foi referido na secção 3.6.1 e indica que a variabilidade nas latitudes elevadas é dominada pelas ondas $s = 0, 1$ e 2 , tornando-se a contribuição das ondas $s = 3, 4$ e 5 também importantes para as latitudes mais baixas [Nakamura et al, 1987].

A distribuição geográfica da energia total transiente associada à componente barotrópica é dada pela equação

$$E'(\lambda, \theta) = \frac{p_s}{4g} \left\{ \sigma^2 [\hat{u}_0(\lambda, \theta)] + \sigma^2 [\hat{v}_0(\lambda, \theta)] + \sigma^2 \left[\frac{\hat{\phi}_0(\lambda, \theta)}{\sqrt{gh_0}} \right] \right\}, \quad (4.2)$$

onde as variâncias σ^2 são calculadas pelo estimador 4.1, sendo, neste caso, as variáveis reais.

A figura 4.6 mostra a energia total transiente da componente barotrópica da atmosfera NCEP e a figura 4.7 mostra as contribuições devidas às energias cinética e potencial disponível da circulação extratropical do Hemisfério Norte, no período de 1973-96. Os mapas da energia total e da energia potencial disponível são semelhantes, respectivamente, aos mapas da figura 3.8 e ao segundo mapa da figura 3.9, calculados para o período de Dez/76-Fev/88. Note-se, no entanto, que a estrutura dipolar sobre o Atlântico não aparece bem definida nas figuras 4.6 e 4.7.

Deve-se, aqui, adiantar uma justificação para se ter comparado a energia transiente da componente barotrópica simulada com a energia transiente da componente barotrópica observada apenas no período de Dez/76-Fev/88, embora se dispusesse de observações para o período mais longo de 1973-96. A razão prende-se com o facto de se ter verificado um regime de circulação anómala, durante o período de Dez/76-Fev/88, incluindo o período de 10 anos das simulações, conforme se descreverá na secção 4.3.2.

Retornando às figuras 4.6 e 4.7, pode-se observar, tal como foi referido na secção 3.6.1 para as simulações, que a energia total transiente da componente barotrópica da atmosfera NCEP é dominada pela contribuição devida à energia cinética. Os mapas da figura 4.7 confirmam, também, a tendência dos máximos da energia cinética transiente

para se localizarem sobre os mínimos da energia potencial disponível, como seria de esperar, sendo o vento, nas latitudes médias e elevadas, aproximadamente geostrófico.

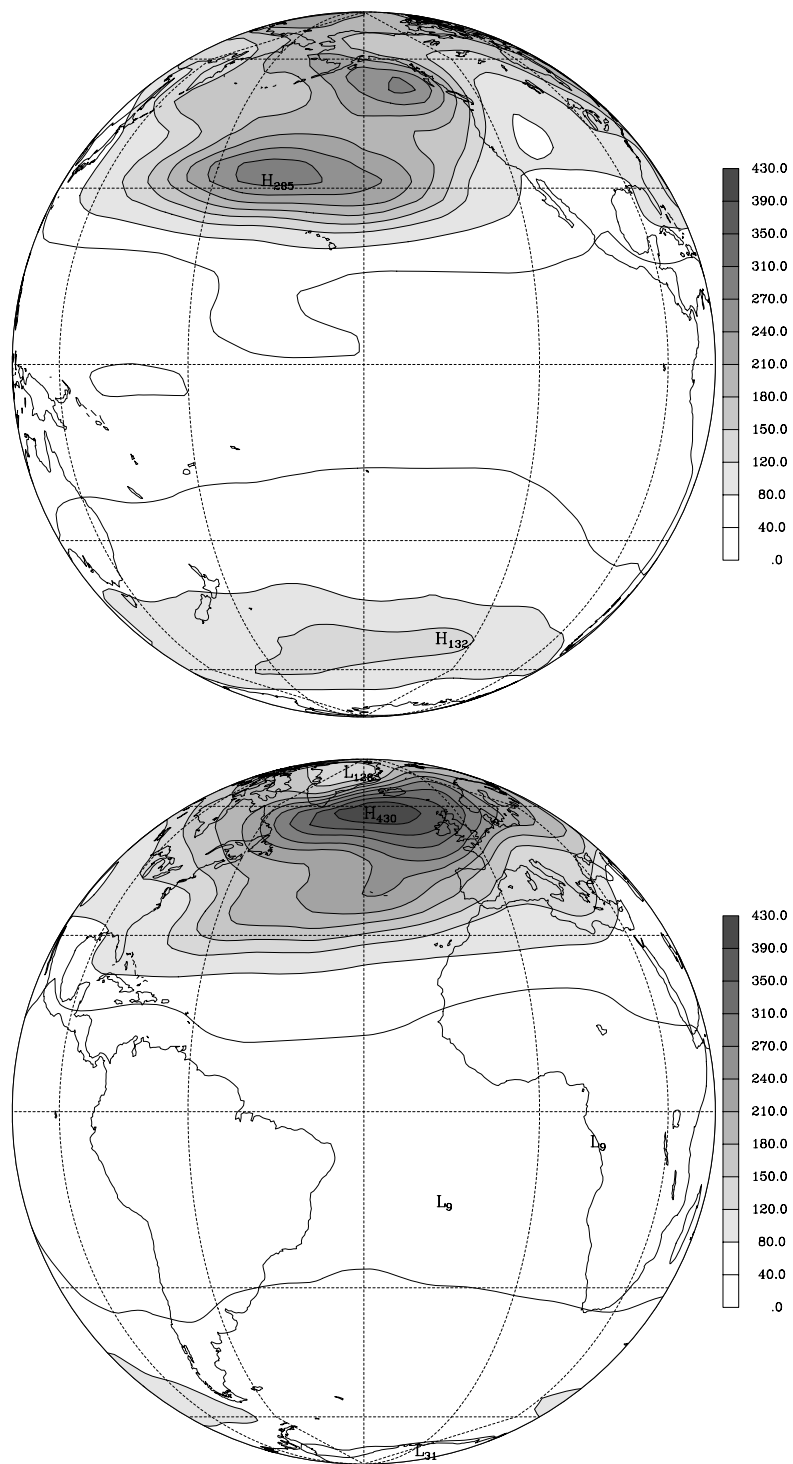


Figura 4.6: Distribuição da energia total transiente por unidade de área (kJ m^{-2}) associada aos modos de Rossby barotrópicos da atmosfera NCEP.

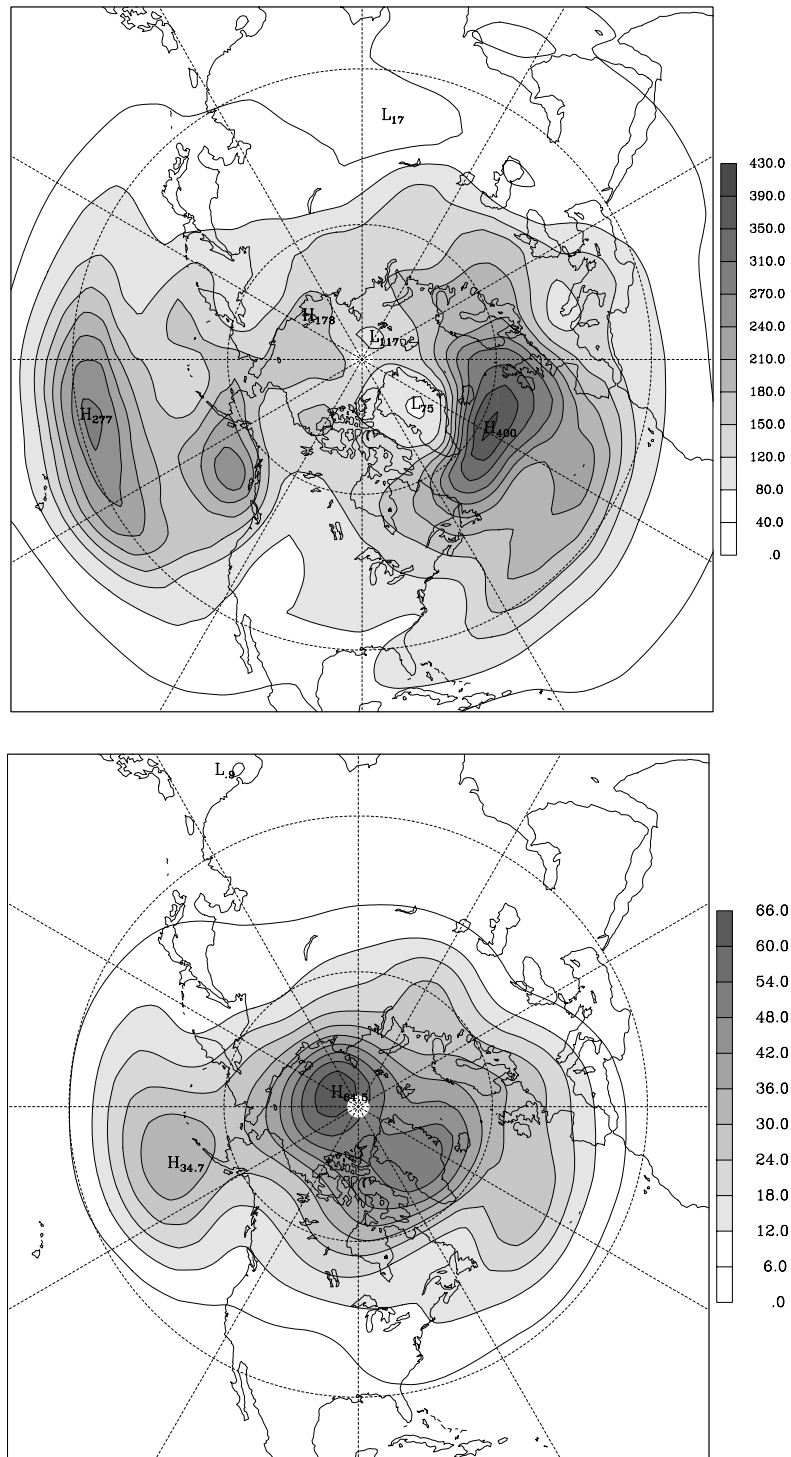


Figura 4.7: Energia cinética transiente (*em cima*) e energia potencial disponível transiente (*em baixo*) associadas à componente barotrópica da circulação extratropical da atmosfera reanalisada pelo NCEP. As unidades são kJ m^{-2} .

4.3.1 Padrões de variabilidade

Os padrões de variabilidade da circulação projectada sobre uma dada componente vertical, m , da atmosfera observada foram obtidos pela diagonalização da matriz de variância-covariância cujos elementos são estimados por

$$S_{\beta\beta'}^O = \frac{1}{N-1} \sum_{t=1}^N w'_\beta(t) w'_{\beta'}{}^*(t) \quad (4.3)$$

onde os índices β e β' têm o mesmo significado que o definido na secção 3.8, i.e., $\beta \equiv (\alpha, msl)$ e $\beta' \equiv (\alpha', msl')$. A equação 4.3 constitui um estimador centrado da matriz de variância-covariância da variabilidade total e a teoria apresentada na secção 3.8 é integralmente aplicável à diagonalização desta matriz. Futuramente, de acordo com a notação utilizada no capítulo 3, e quando o contexto for claro, designaremos o padrão de variabilidade associado a PC de ordem n por EOF n .

Os modos considerados para a CPCA da componente barotrópica foram o modo de Kelvin zonal e os modos de Rossby com número de onda zonal $s \leq 5$ e índice meridional $l \leq 10$ (cf. fig. 4.3). Nas figuras 4.8, 4.9 e 4.10 apresentam-se os padrões de variabilidade associados, respectivamente, à primeira, segunda e terceira PCs. As energias associadas a estas PCs representam, respectivamente, 15.9%, 10.9% e 7.8% da energia total transiente da componente barotrópica.

O padrão de variabilidade da primeira PC (fig. 4.8) está associado à variação da amplitude da depressão a sudoeste das Aleutas, e, sobre o Atlântico, a uma oscilação meridional da massa da atmosfera entre uma região, centrada na Gronelândia, e uma banda zonal em torno da latitude 45°N, estendendo-se desde a costa oriental dos Estados Unidos até ao Norte da Europa.

Saravanan [1998] realizou uma análise em componentes principais sobre as médias mensais de Inverno (Dezembro a Março) do campo de geopotencial aos 500 hPa, nas reanálises do NCEP referentes ao período de 1973-95. Nesse estudo, Saravanan calculou, separadamente, as PCs sobre a região do Pacífico e sobre o Atlântico. O padrão associado com a primeira PC da componente barotrópica, representado na figura 4.8, capta simultaneamente as variabilidades representadas pela primeira EOF sobre o Pacífico e pela primeira EOF sobre o Atlântico, obtidas na análise de Saravanan.

A segunda EOF da componente barotrópica (fig. 4.9) representa também uma oscilação meridional de massa da atmosfera sobre o Atlântico Norte, com uma estru-

tura semelhante à quarta EOF livre da componente barotrópica simulada pelo MU AGCM, embora com o centro da circulação anticiclónica deslocado cerca de 20° para oeste. Sobre a região do Pacífico e América do Norte a EOF2 apresenta uma estrutura remanescente da PNA.

O padrão associado à EOF3 (fig. 4.10) lembra o padrão de teleconexão do Atlântico Este (EA) de Wallace e Gutzler [1981]. No entanto, o padrão da EOF3 está em quadratura com o padrão EA, como se pode verificar pela comparação da figura 4.11 com as figuras 12 e 13 de Wallace e Gutzler [1981].

Os padrões de teleconexão da PNA e da NAO aparecem, na literatura e nos resultados obtidos com as simulações do MU AGCM, como dois modos distintos que representam as maiores fracções da variabilidade da circulação atmosférica extratropical sobre a região do Pacífico/América do Norte e sobre a região Euro-Atlântica, respectivamente. No entanto, entre as EOFs da componente barotrópica da atmosfera NCEP não se encontrou nenhum padrão que representasse individualmente a PNA, embora se possam observar características deste padrão de teleconexão nos padrões associados às duas primeiras EOFs.

A primeira e segunda EOFs da componente barotrópica representam oscilações meridionais de massa da atmosfera sobre o Atlântico Norte, características da NAO. No que respeita à PNA, ela aparece reproduzida na EOF1 (fig. 4.8) mas com o centro de teleconexão sobre o noroeste do Canadá mal definido (*cf.* fig. 3.23). De notar, também, que o mapa de correlação da PC1 com o campo da temperatura aos 850 hPa (fig. 4.12) mostra os padrões característicos de anomalias da temperatura da NAO e da PNA, sendo de notar, igualmente, a existência de uma correlação negativa sobre o Pacífico Tropical. Atendendo a que temperatura aos 850 hPa reflecte a temperatura à superfície, a correlação sobre o Pacífico Tropical é indicativa da teleconexão entre as SSTs naquela região e a PNA. De notar, ainda, que enquanto o mapa de correlação da PC1, sobre o Atlântico Norte, apresenta características advectivas, sobre a região do Pacífico e América do Norte, as anomalias do campo de temperatura tendem a ser coincidentes com as anomalias do geopotencial, indicando, neste caso, uma estrutura vertical equivalente à barotrópica. A EOF2 apresenta, também, uma a estrutura remanescente da PNA, com uma circulação anticiclónica bem definida sobre o Canadá. Os mapas de correlações da PC2 com a temperatura aos 850 hPa (fig. 4.13) mostram, ainda, uma estrutura remanescente da PNA e, sobre a região Euro-Atlântica, um padrão de anomalias que se assemelha ao padrão característico da NAO.

As observações do parágrafo anterior sugerem que os padrões de teleconexão da PNA e da NAO, que não foram individualizados pela PCA, estejam presentes conjuntamente nas duas primeiras EOFs, podendo, eventualmente, ser obtidos separadamente através de combinações lineares adequadas daquelas duas EOFs. De facto, em muitos estudos (*e.g.*, Kushnir e Wallace [1989]; Renshaw *et al.* [1998]), os padrões de variabilidade da circulação atmosférica foram revelados utilizando um método de rotação das EOFs ou das PCs. Num artigo de revisão, Richman [1986] apresentou vários métodos de rotação das PCs e das EOFs, discutindo os méritos de cada um. Num estudo mais recente, Cheng *et al.* [1995] argumentaram que as EOFs rodadas são menos sensíveis a flutuações estatísticas de amostragem do que as correspondentes EOFs não rodadas, e sugeriram que as EOFs rodadas são mais eficientes a isolar padrões de circulação com significado físico.

As figuras 4.14 e 4.15 representam, respectivamente, os padrões de circulação associados com as seguintes combinações lineares das duas primeiras EOFs

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(\text{EOF2} + \text{EOF1}) \quad (4.4)$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(\text{EOF2} - \text{EOF1}). \quad (4.5)$$

A figura 4.14 mostra o padrão de teleconexão da NAO e a figura 4.15 reproduz, agora, um padrão de teleconexão da PNA, semelhante ao obtido com o MU AGCM (*cf.* fig. 3.23).

As projecções (PCs) da componente barotrópica sobre os padrões 4.4 e 4.5 são dadas, respectivamente, pelas expressões

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(\text{PC2} + \text{PC1}) \quad (4.6)$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(\text{PC2} - \text{PC1}). \quad (4.7)$$

As figuras 4.16 e 4.17 mostram, respectivamente, os mapas de correlações das PCs 4.6 e 4.7 com a temperatura nos 850 hPa. A figura 4.16 mostra o padrão característico das anomalias da temperatura, resultantes da advecção por anomalias da circulação associadas à NAO. O mapa da figura 4.17 mostra as anomalias da temperatura associadas à PNA, sendo de notar, pela localização dos centros das anomalias da temperatura, que a PNA deve possuir uma estrutura barotrópica equivalente. Estes resultados concordam com os resultados obtidos para a atmosfera simulada (*cf.* sec. 3.8.2), que

indicam que a estrutura vertical da PNA deve ser equivalente à barotrópica, enquanto que a NAO deve possuir características baroclínicas [Perlwitz e Graf, 1995].

Os padrões dados pelas combinações lineares 4.4 e 4.5 são ortogonais entre si, sendo as energias, associadas às projecções da circulação sobre cada padrão, dadas pelas variâncias das respectivas PCs. Deste modo, a energia transiente da componente barotrópica continua a ser dada pela soma das energias associadas às duas PCs rodadas e das energias associadas às PCs não rodadas, de ordem superior à segunda. As PCs 4.6 e 4.7 possuem, portanto, o mesmo significado físico das PCs não rodadas mas perdem a ortogonalidade temporal entre si.

De notar, finalmente, que embora as figuras 4.14 e 4.15 representem padrões de circulação de maior significado físico, as combinações lineares 4.4 e 4.5 foram obtidas a partir da inspecção visual das figuras 4.8 e 4.9, pelo que não são baseadas num critério objectivo de rotação.

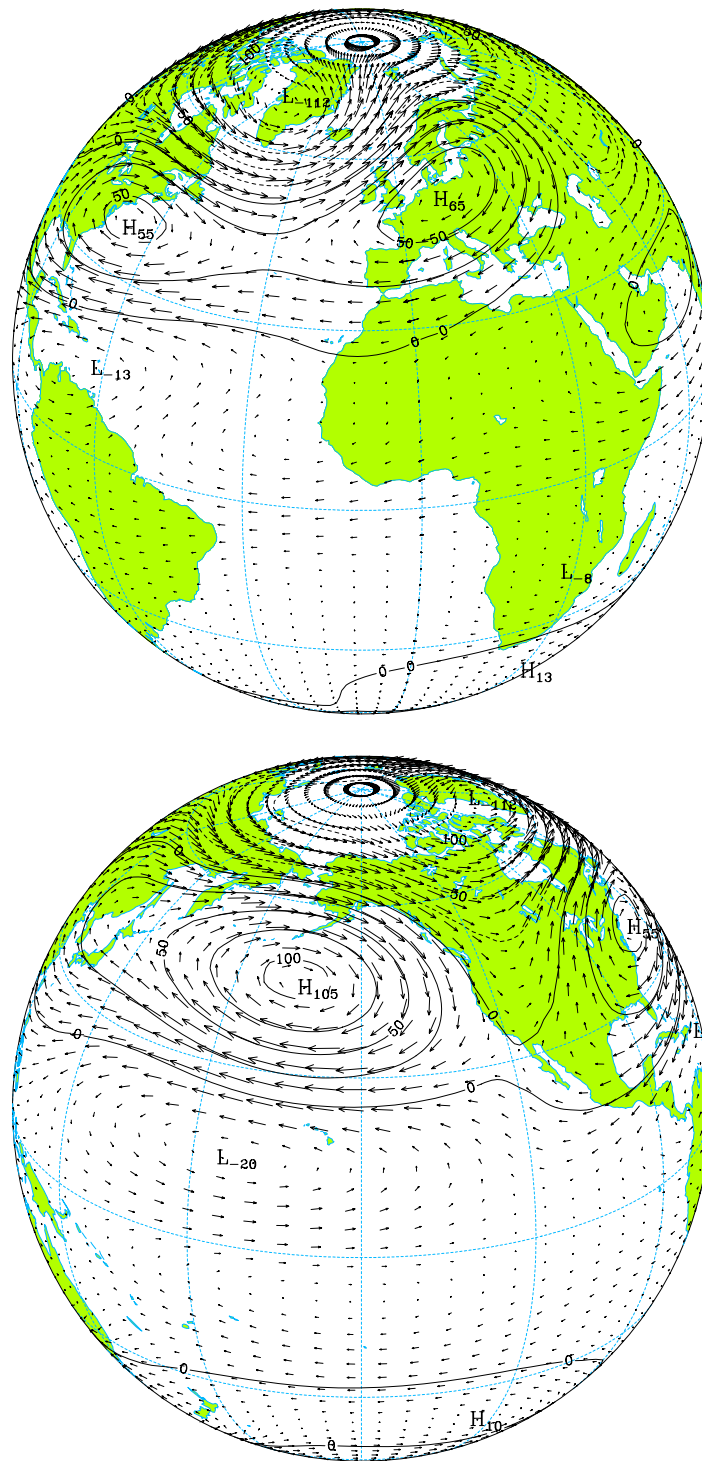


Figura 4.8: Padrão associado com a primeira PC da componente barotrópica da atmosfera NCEP. As unidades do geopotencial e da velocidade do vento são gpm e m s^{-1} , respectivamente. A velocidade máxima é $v_{max.} = 7.8 \text{ m s}^{-1}$.

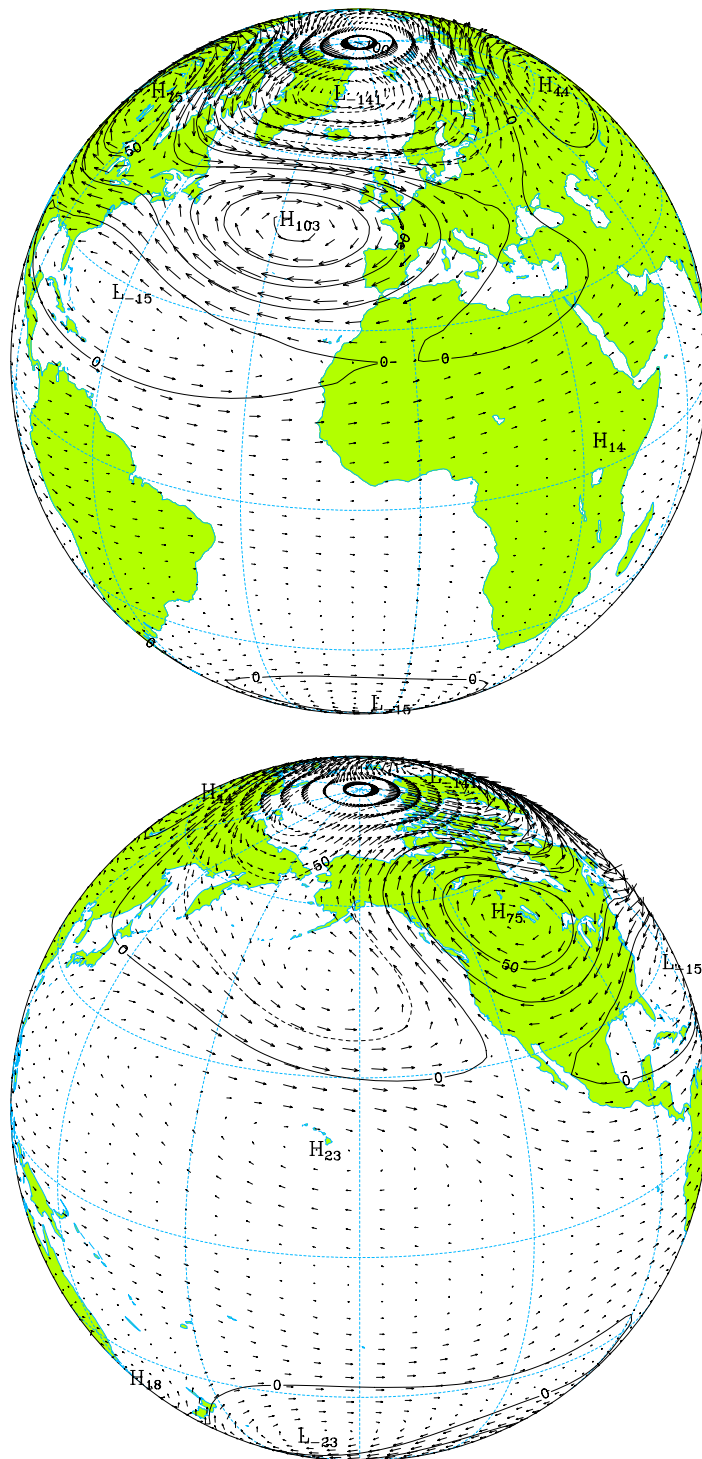


Figura 4.9: Igual à figura 4.8 mas referente à segunda PC ($v_{max.} = 10.2 \text{ m s}^{-1}$).

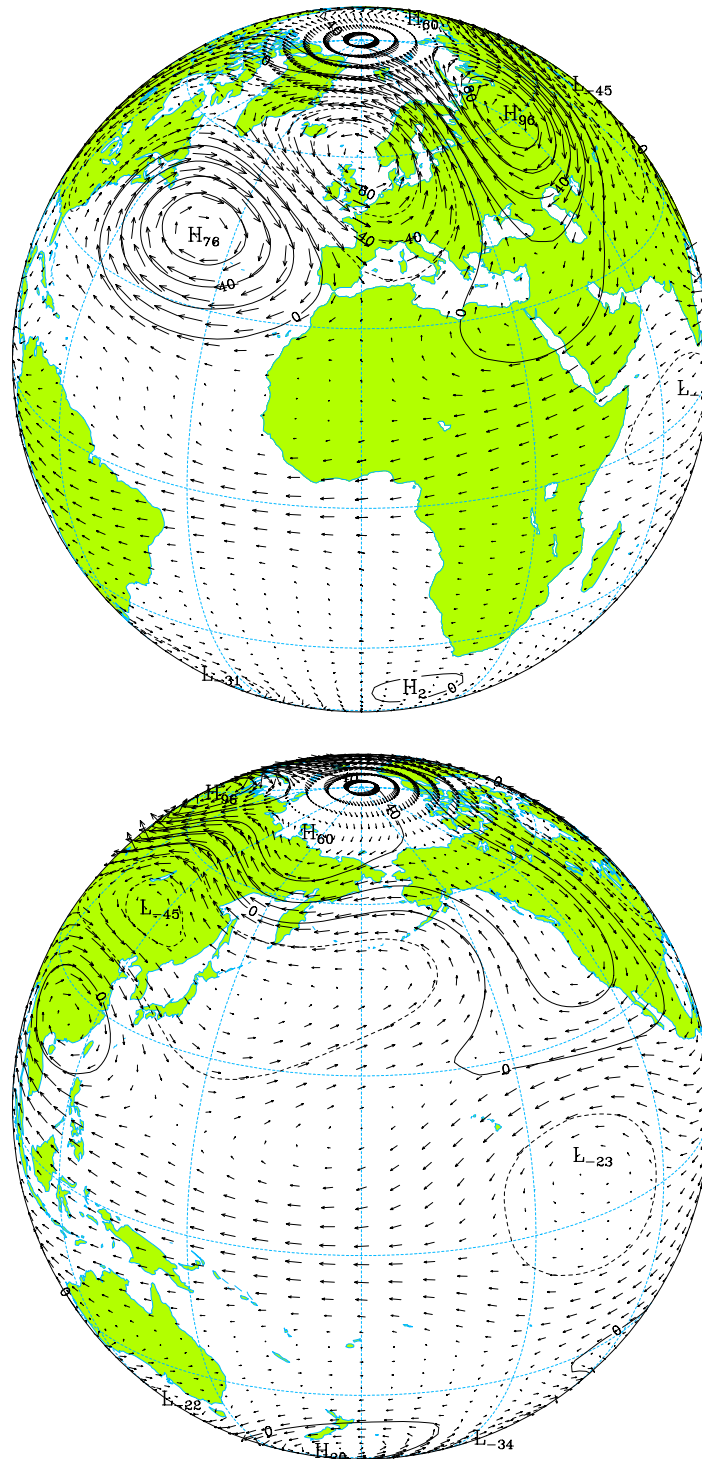


Figura 4.10: Igual à figura 4.8 mas referente à terceira PC ($v_{max.} = 8.0 \text{ m s}^{-1}$).

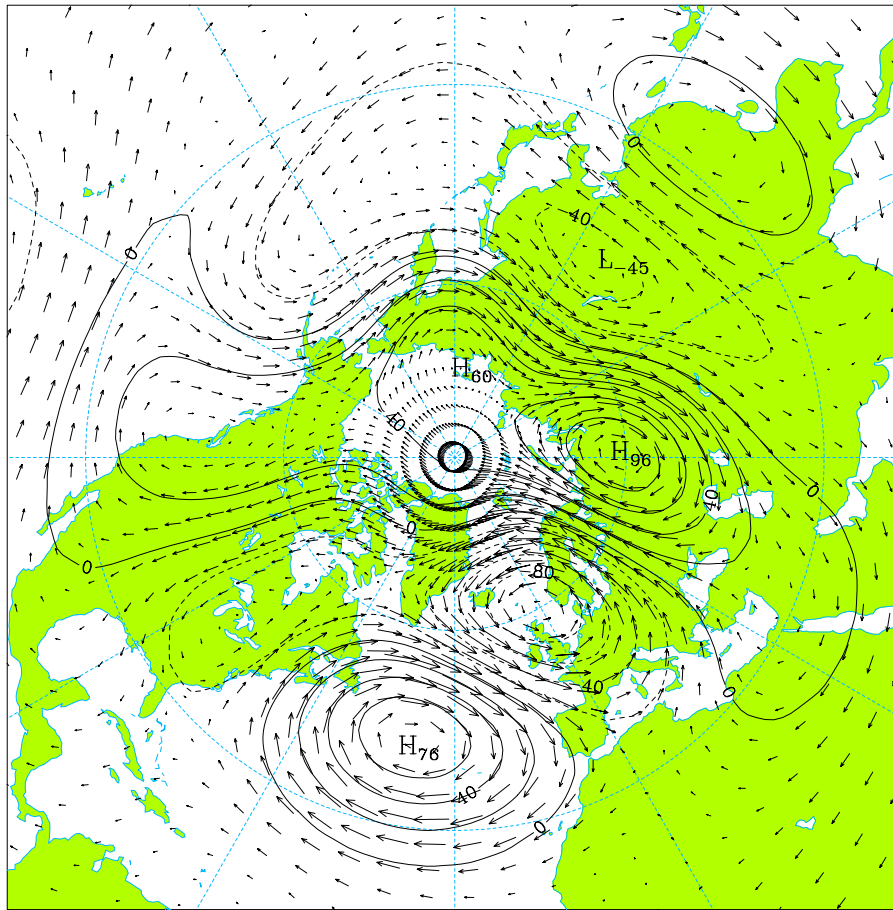


Figura 4.11: Projecção estereográfica polar da circulação extratropical do Hemisfério Norte associada à EOF3.

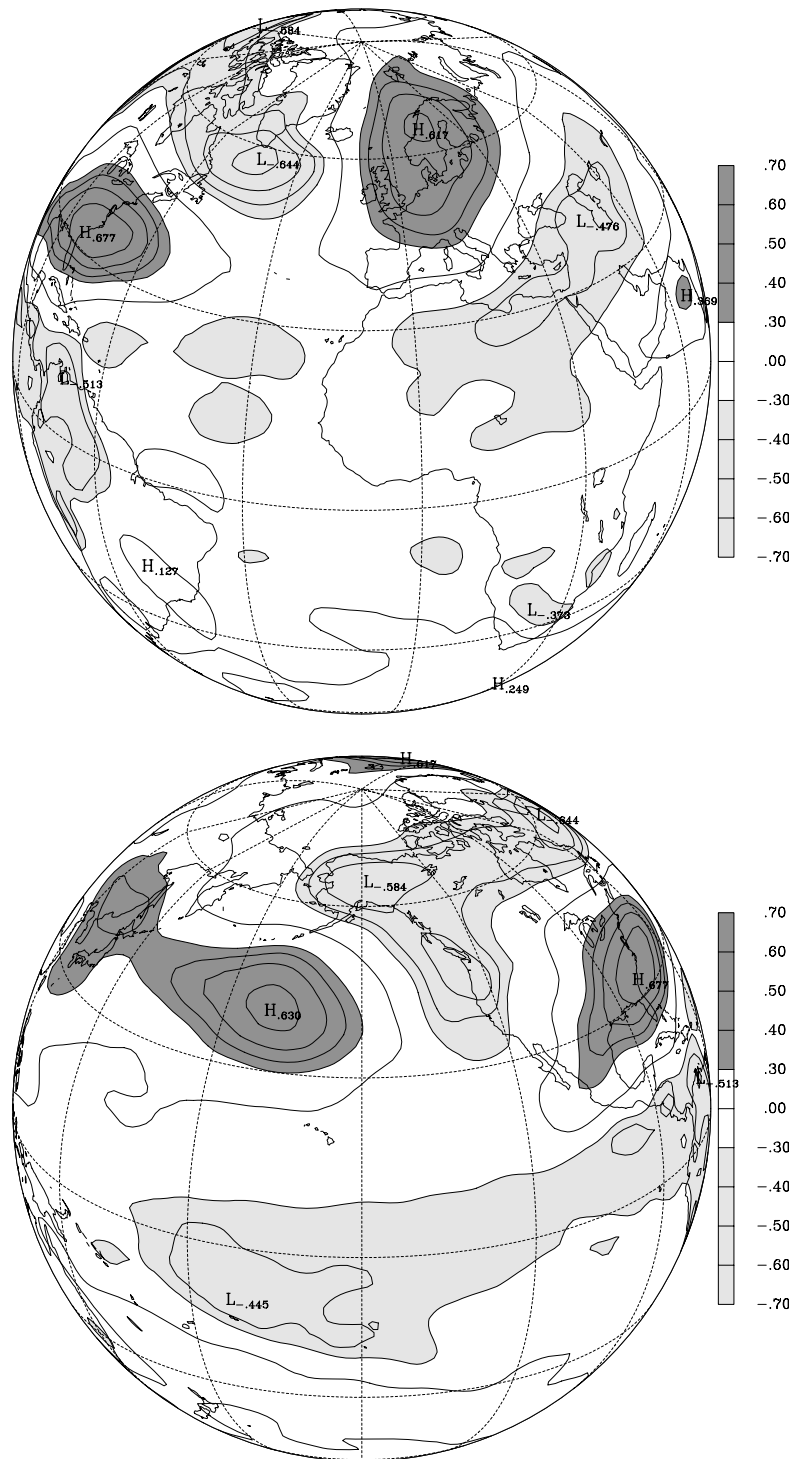


Figura 4.12: Mapa de correlações da PC1 da componente barotrópica com a temperatura aos 850 hPa.

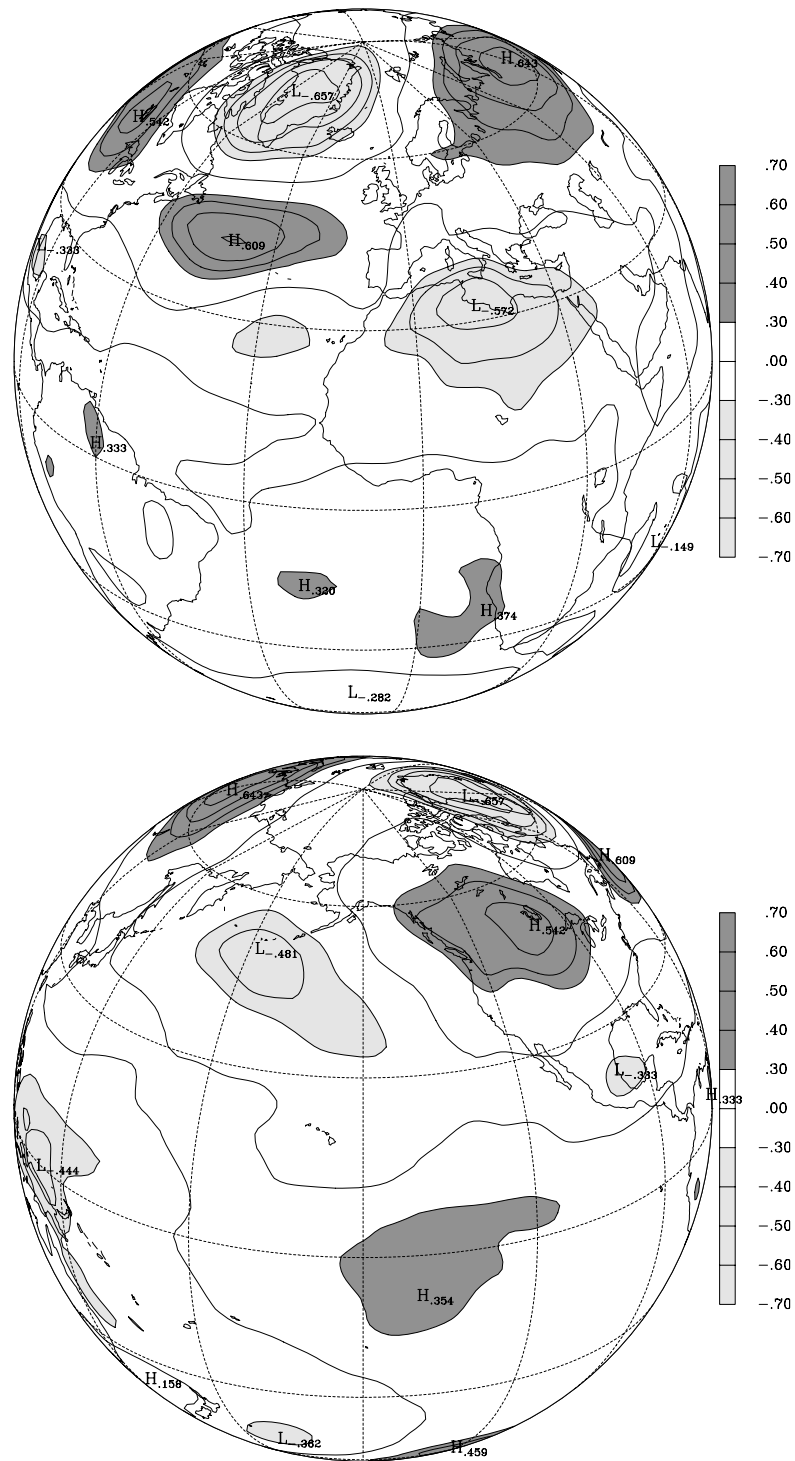


Figura 4.13: Como na figura 4.12 mas referente à PC2.

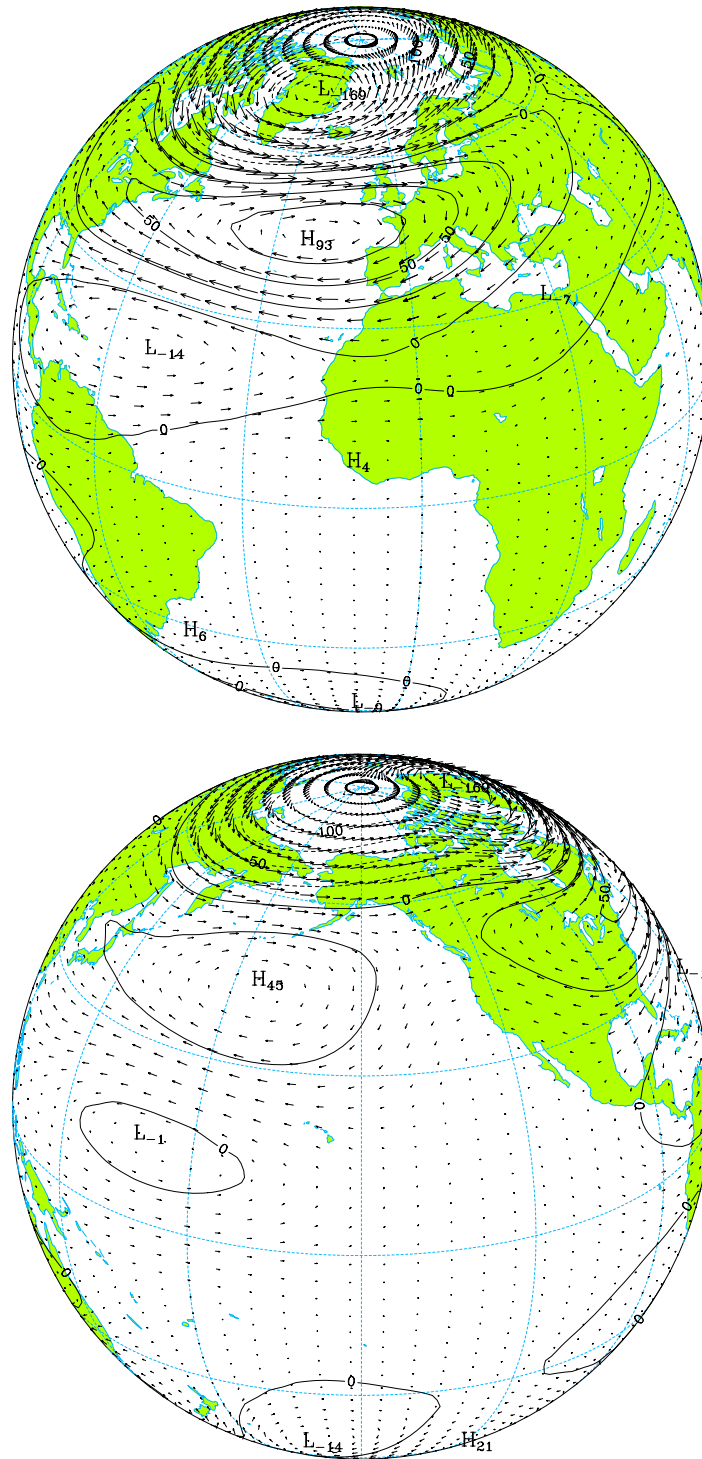


Figura 4.14: Padrão associado à combinação linear $(1/\sqrt{2}) \{ \text{EOF2} + \text{EOF1} \}$ ($v_{max.} = 11.2 \text{ m s}^{-1}$).

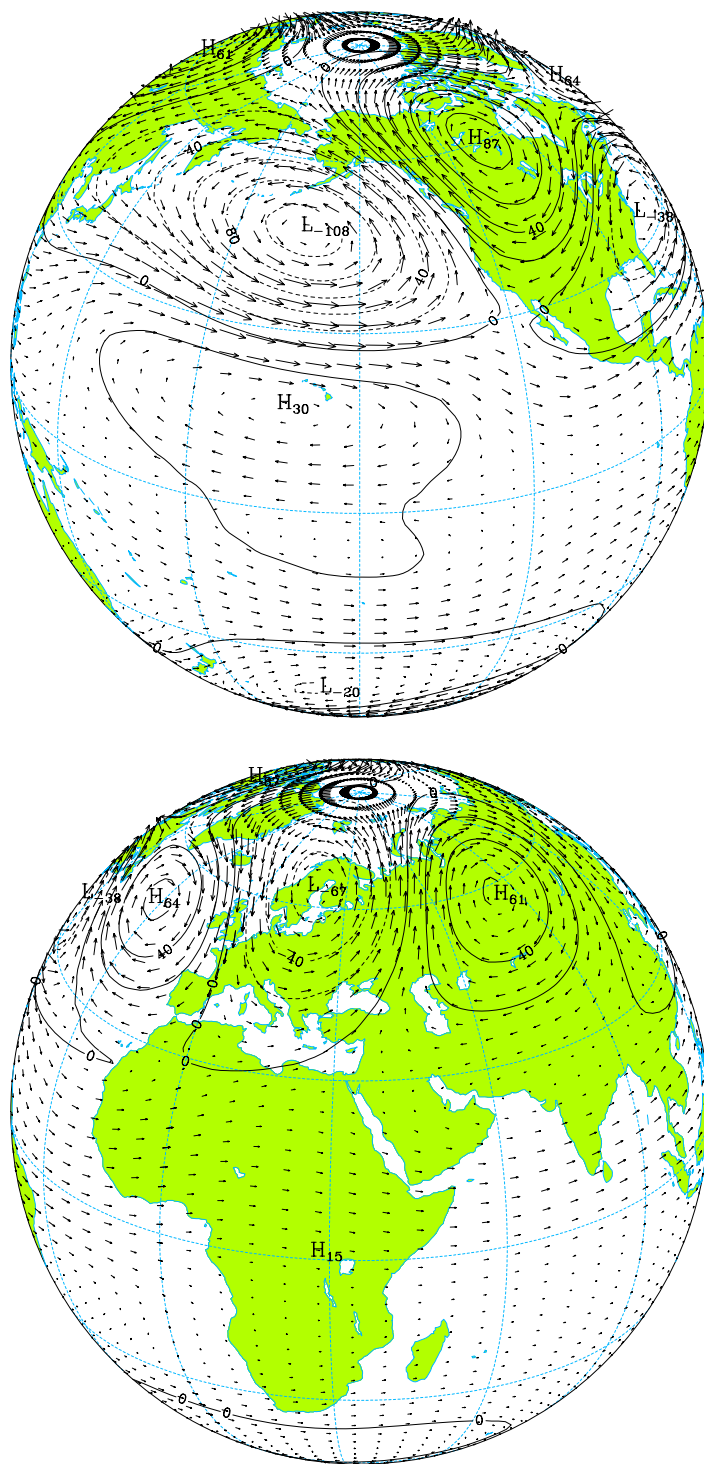


Figura 4.15: Padrão associado à combinação linear $(1/\sqrt{2}) \{ \text{EOF2} - \text{EOF1} \}$ ($v_{max.} = 8.7 \text{ ms}^{-1}$).

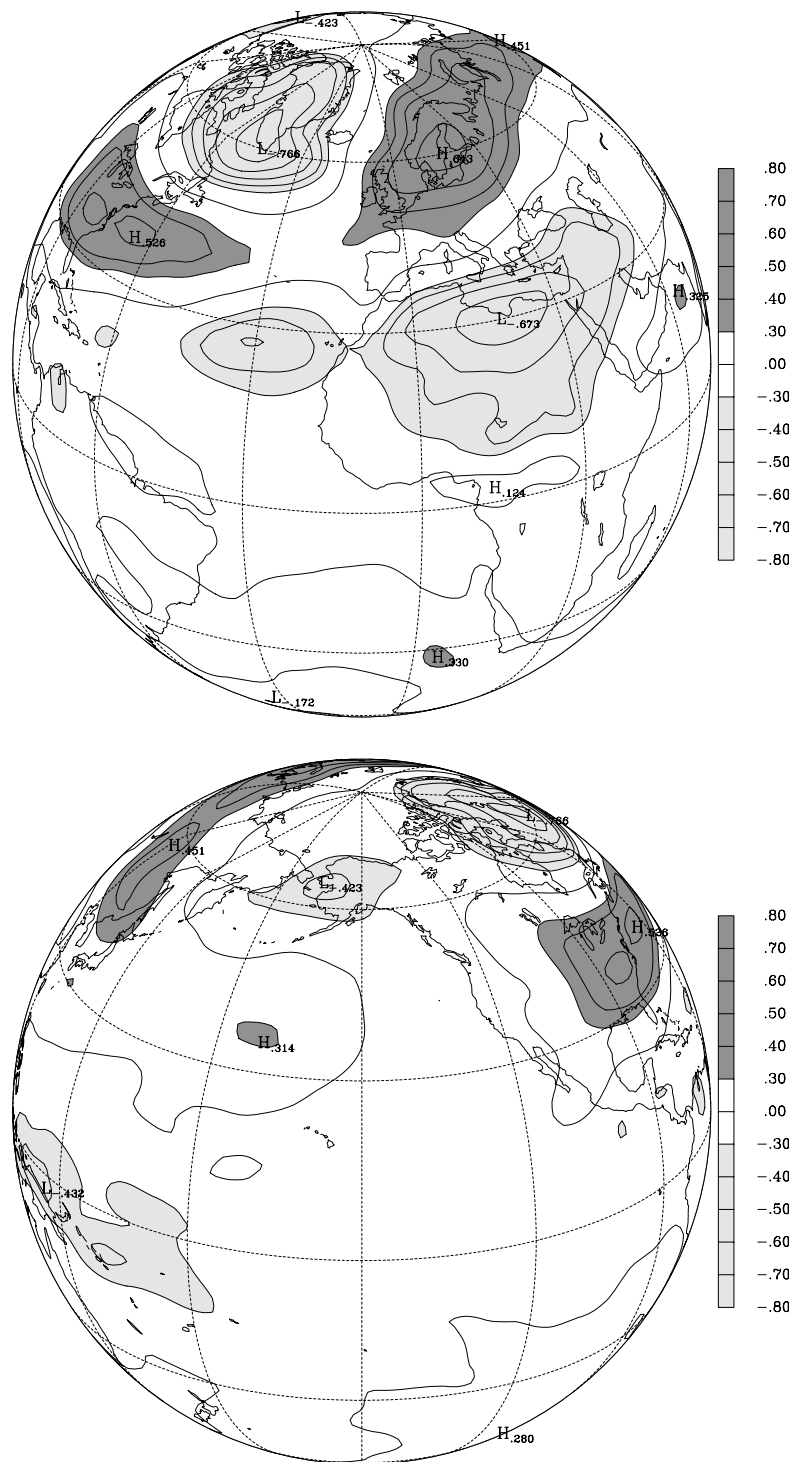


Figura 4.16: Mapa de correlações da combinação linear 4.6 com a temperatura aos 850 hPa.

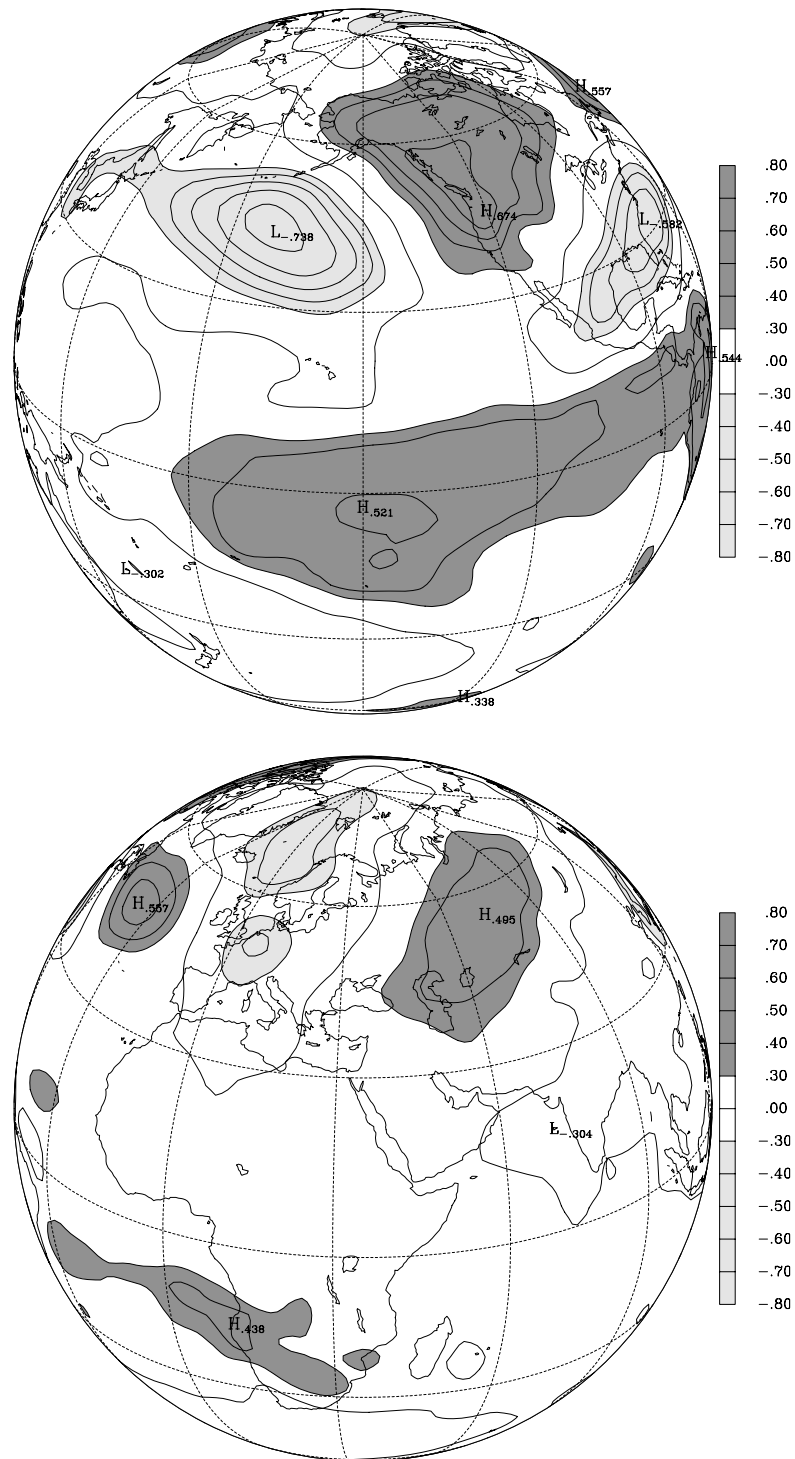


Figura 4.17: Como na figura 4.16 mas referente à combinação linear 4.7.

4.3.2 Padrões de variabilidade para o período Dez/76-Fev/88

A série temporal da PC1 da componente barotrópica da atmosfera NCEP é mostrada na figura 4.18. Durante o período de Dez/76 a Fev/88, a PC apresenta predominantemente uma polaridade negativa e, considerando os valores médios de Inverno, apresenta apenas um valor positivo mas pequeno, no Inverno de 1981/82, e um outro valor positivo no Inverno de 1983/1984. Um teste *t-student* mostra que o valor médio da PC, relativo período de Dez/76 a Fev/88, é estatisticamente diferente do valor médio, calculado para os restantes intervalos temporais, com um nível de significância superior ao limiar de 99%.

O período entre os Invernos de 1976/77 e de 1987/88 é muitas vezes referido como um período em que a circulação atmosférica teve um regime anómalo sobre o Pacífico Norte [Renshaw *et al.*, 1998]. A característica mais evidente desse regime foi a intensificação da depressão a sudoeste das Aleutas. Renshaw *et al.* identificaram aquele período de circulação anómala, utilizando séries das médias de Inverno (JFM) das PCs associadas à PNA observada e simulada, previamente filtradas de forma a eliminar flutuações com períodos inferiores a 8 anos.

Todos os meses de Inverno simulados com o MU AGCM, com excepção do mês de Dezembro de 1988, estão incluídos no período de Dez/76 a Fev/88, em que ocorreu o referido regime de circulação anómala. Como já se adiantou na secção 4.2, foi esta

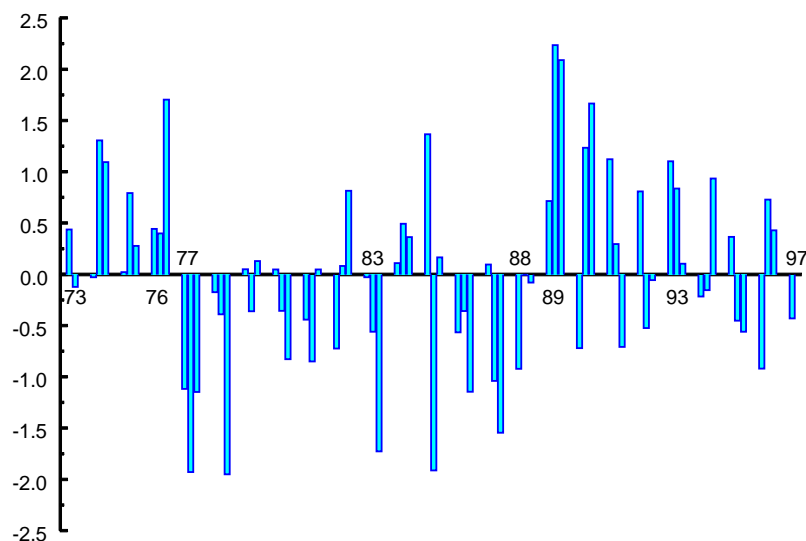


Figura 4.18: Série temporal da PC1 da componente barotrópica da atmosfera NCEP. O ano a que corresponde cada Inverno é aquele a que pertence o mês de Janeiro.

a razão para se ter utilizado apenas o período de Dez/76 a Fev/88, na validação da energia transiente simulada pelo MU AGCM.

Como a PCA realizada sobre a atmosfera observada não forneceu padrões distintos para PNA e para a NAO, tal como tinha acontecido com a atmosfera simulada pelo MU AGCM, os factos descritos acima levantaram a questão de saber se a não obtenção de padrões distintos se deveu apenas a flutuações estatísticas de amostragem ou se, pelo contrário, poderá ter sido também consequência de flutuações da circulação, com períodos superiores à escala interanual. Para averiguar da plausibilidade da questão colocada, recalcularam-se as EOFs da componente barotrópica da atmosfera NCEP, considerando apenas as reanálises referentes ao período de Dez/76 a Fev/88.

As figuras 4.19 e 4.20 mostram os padrões da primeira e da segunda EOFs da componente barotrópica calculadas com base nas reanálises do NCEP, no período de Dez/76 a Fev/88. Estas EOFs reproduzem, agora separadamente, o padrão de teleconexão da NAO (EOF1) e o padrão de teleconexão da PNA (EOF2), explicando 15,8% e 12,9% da variabilidade da componente barotrópica, respectivamente.

De notar, finalmente, algumas diferenças entre os padrões simulados e os observados. Em primeiro lugar, ao contrário do que acontece com a atmosfera simulada pelo MU AGCM, a NAO aparece como o padrão de maior variabilidade na atmosfera observada, diferindo também na posição do dipolo meridional, que, no caso da atmosfera simulada, se encontra desviado para leste relativamente à posição observada. Estas diferenças reflectem a menor variabilidade relativa simulada sobre o Atlântico, bem como o desvio na posição dos máximos da energia total transiente (*cf.* figs. 3.7 e 3.8). No que respeita à PNA, os padrões observado e simulado são semelhantes, embora o padrão simulado se encontre desviado para oeste em relação ao observado, em especial o anticiclone subtropical.

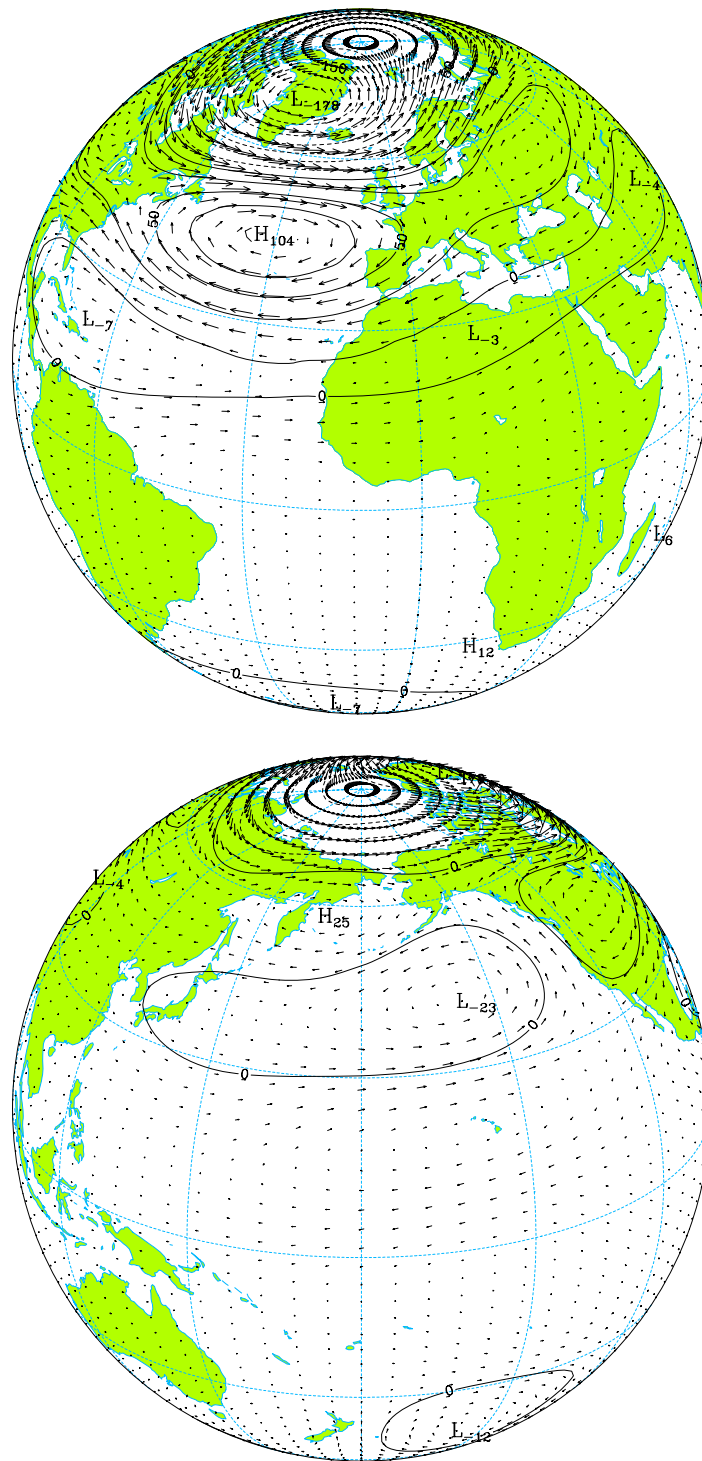


Figura 4.19: Padrão associado à primeira EOF da componente barotrópica, calculada com base nas observações do período de 1977-88 ($v_{max.} = 12.0 \text{ m s}^{-1}$).

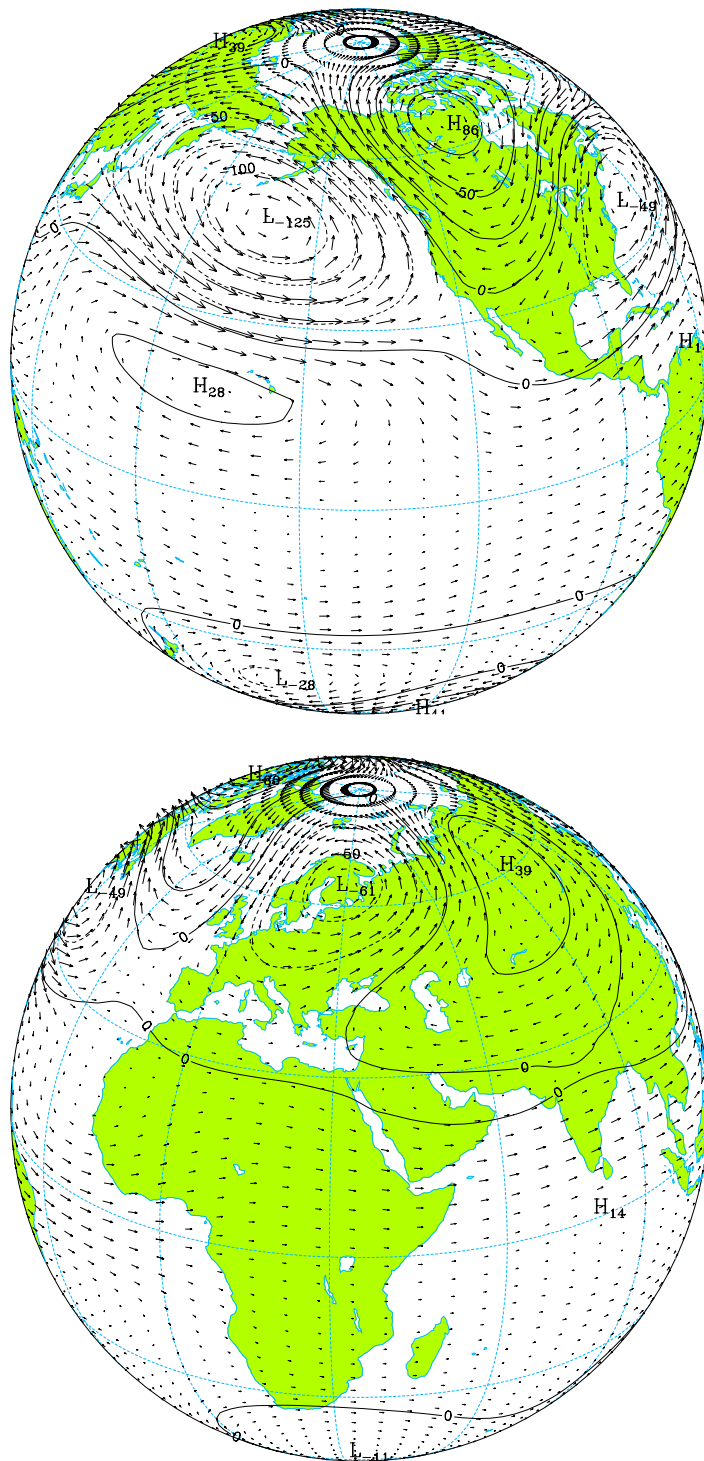


Figura 4.20: Como na figura 4.19 mas referente à segunda EOF ($v_{max.} = 9.3 \text{ m s}^{-1}$).

4.3.3 Padrão de correlação canónica

O primeiro padrão forçado da componente barotrópica da atmosfera simulada foi associado às anomalias das SSTs no Pacífico Tropical (*cf.* sec. 3.9.3). A fim de confrontar o padrão simulado com as observações, realizou-se uma análise de correlações canónicas (CCA) entre os campos da circulação barotrópica observada e o índice Niño3.4.

A CCA foi realizada na base das PCs, retendo na análise apenas as PCs 1,2,3,4,6 e 8 [Bretherton *et al.*, 1992]. Estas PCs são aquelas cujos valores dos coeficientes de correlação simples, entre cada PC e o índice Niño3.4, são superiores ao limiar com significância estatística de 95%, excepto para a PC4 cujo valor do coeficiente de correlação é superior ao limiar de significância estatística de 80%. Os valores dos coeficientes de correlação das PCs 5,7 e 9 são inferiores ao limiar de significância estatística de 60%. As PCs retidas na análise representam, globalmente, 54.4% da variabilidade da componente barotrópica.

O coeficiente de correlação canónica é igual a 0.83 e o padrão da circulação associado à variável canónica da componente barotrópica está representado na figura 4.21. A energia total transiente associada a este padrão de variabilidade é igual a 9.4% da energia total transiente associada à componente barotrópica.

O padrão canónico é muito semelhante ao padrão da primeira EOF da componente barotrópica forçada, simulada pelo MU AGCM, confirmando que anomalias das SSTs do Pacífico Tropical forçam a componente barotrópica da circulação atmosférica, essencialmente, sobre o oceano Pacífico e América do Norte. Os sinais das anomalias das SSTs do Pacífico Tropical na componente barotrópica da circulação atmosférica não são apreciáveis, sobre a região euro-asiática. Deve notar-se, no entanto, que os centros de variabilidade forçada simulada pelo MU AGCM estão deslocados, entre 15 a 30° para oeste, relativamente aos respectivos centros do padrão canónico observado.

Li [1999] analisou um ensemble de 8 simulações da circulação atmosférica, relativa ao período de 1979-96, obtidas com uma versão recente do LMD AGCM. Nesse estudo, Li calculou os padrões de regressão linear entre os campos do geopotencial aos 200hPa, simulados e observados (reanálises do NCEP), e o índice Niño3, obtendo, também, um desfasamento espacial entre o padrão simulado e o observado, análogo ao descrito no parágrafo anterior, respeitante às simulações do MU AGCM. Ainda no referido estudo, Li efectuou uma decomposição em valores singulares dos campos do geopotencial aos 500 hPa, no Hemisfério Norte, e das SSTs, no Pacífico Tropical, obtendo, de novo,

o mesmo tipo de desfasamento entre os padrões do geopotencial, simulado e observado, sobre a região do Pacífico e América do Norte. Como hipótese para explicar o desfasamento entre os padrões, Li sugeriu existirem deficiências na parametrização da convecção utilizada no LMD AGCM, em especial sobre o Pacífico oriental.

De notar, finalmente, que o desfasamento entre os padrões simulado e o observado, encontrado neste trabalho, não se deve ao facto de os padrões terem sido calculados com base em períodos diferentes. Com efeito, refazendo a CCA com base nas PCs calculadas para o período de Dez/76 a Fev/88, obtém-se um padrão de correlação canónica ($r = 0.76$, fig. 4.22) semelhante ao da figura 4.21, apresentando o mesmo desfasamento espacial com o padrão simulado. Nesta CCA retiveram-se apenas as PCs 2 a 5, sendo os valores dos coeficientes de correlação simples, entre as PCs 2 e 5 e o índice Niño3.4, superiores ao limiar de significância estatística de 95% e, no caso das PCs 3 e 4, superiores ao limiar de significância de 77.5%. A PC1 (NAO) não foi incluída na análise, pois o valor da sua correlação com o índice Niño3.4 é pequeno, inferior ao limiar de significância estatística de 55%.

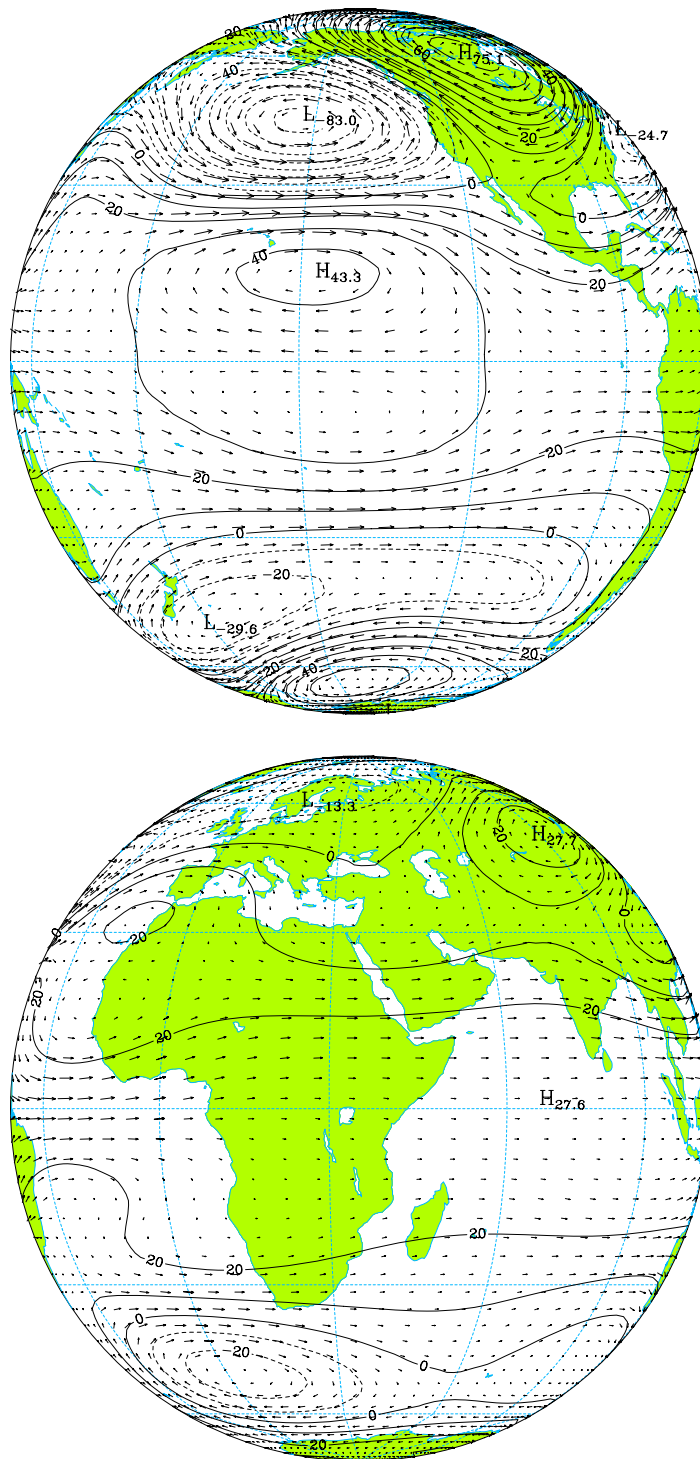


Figura 4.21: Padrão da componente barotrópica associado à variável canónica ($v_{max.} = 9.2 \text{ m s}^{-1}$). Veja no texto como foi obtido este padrão.

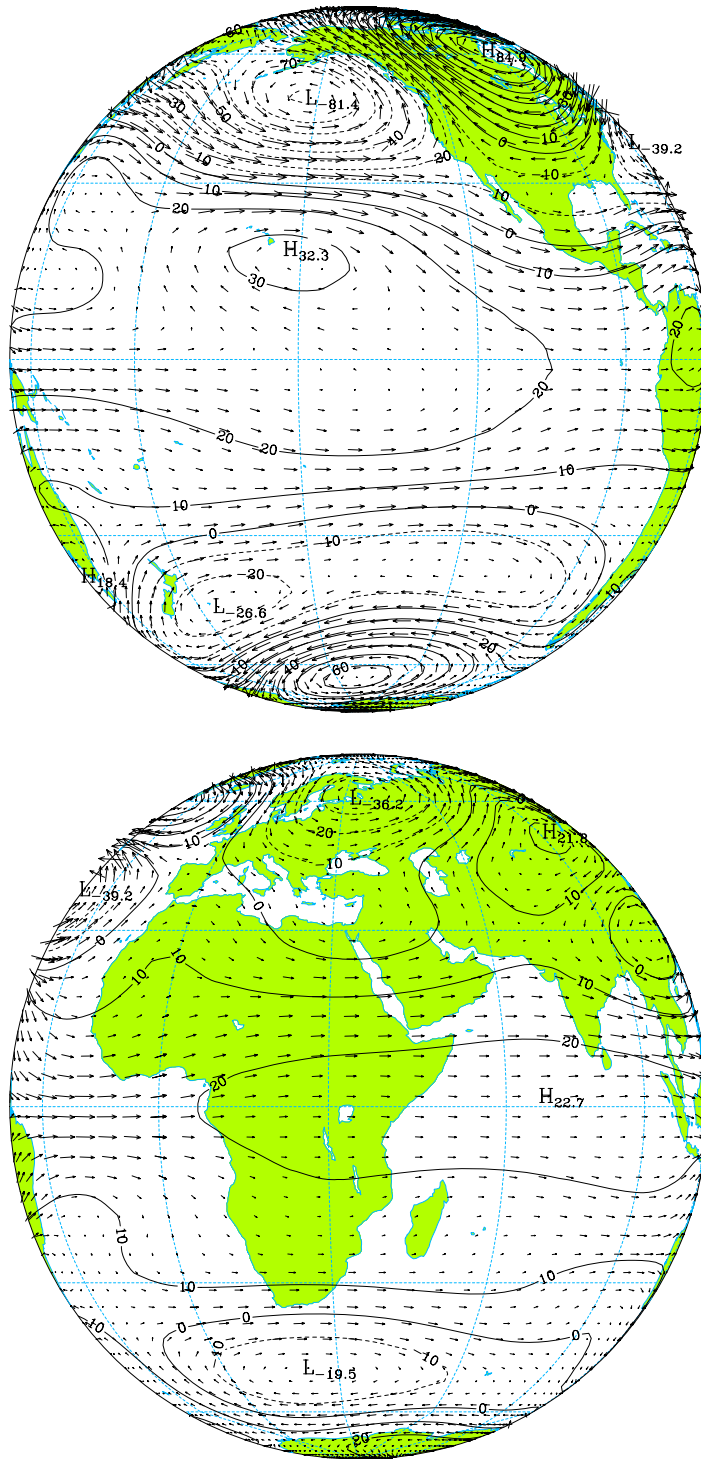


Figura 4.22: O mesmo que na figura 4.21 mas com a CCA calculada com base no período de Dez/76 a Fev/88 ($v_{max.} = 7.0 \text{ m s}^{-1}$).

4.4 Quarta componente baroclínica

A energia total transiente associada à quarta componente baroclínica da atmosfera NCEP apresenta um valor próximo do máximo relativo, associado com quinta componente baroclínica (*cf.* fig. 4.2). Por outro lado, a estrutura vertical da quarta componente baroclínica, tendo, na alta troposfera (acima dos 460 hPa), sinal contrário ao que apresenta na baixa troposfera, possui as características adequadas à captação de variabilidade da atmosfera intertropical associada ao ciclo ENSO.

A figura 4.23 mostra o espectro horizontal da energia total transiente associada aos modos de Rossby e aos modos de Kelvin ($s \leq 3$, $l = 0$) da quarta componente baroclínica. Conforme se pode observar, os maiores valores da energia estão associados a modos com índice meridional $l \leq 3$, i.e., a modos intertropicais. Relembre que para alturas equivalentes pequenas os modos de baixo índice meridional ficam confinados à região intertropical; e o valor da altura equivalente associada à função de estrutura vertical da quarta componente baroclínica é $h_4 = 279$ m.

Os mapas da figura 4.24 mostram as distribuições da energia total e da energia cinética transientes associadas à quarta componente baroclínica. Tal como no caso da

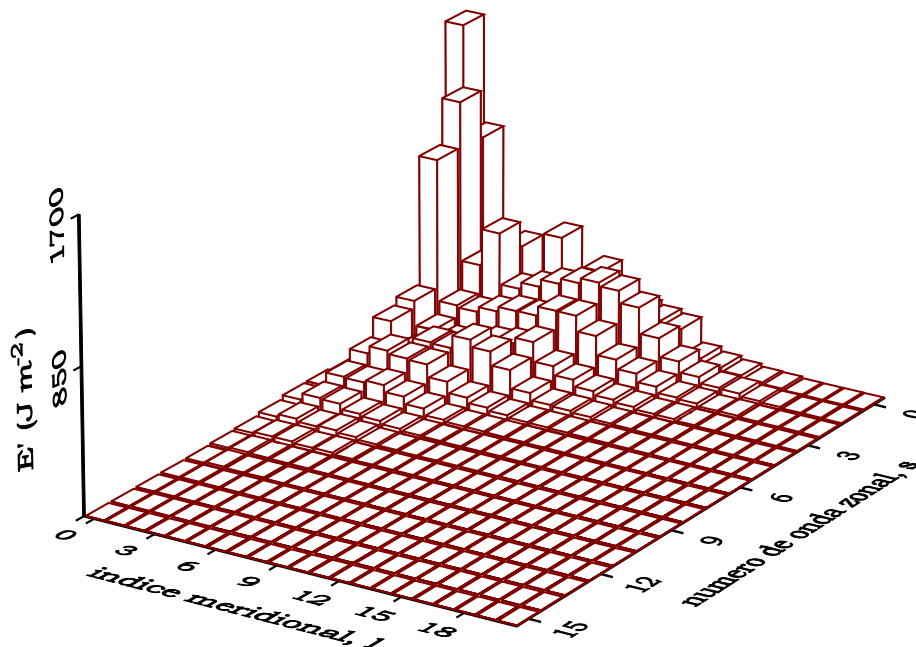


Figura 4.23: Energia total transiente associada aos modos de Rossby e aos modos de Kelvin ($s \leq 3$, $l = 0$) da quarta componente baroclínica.

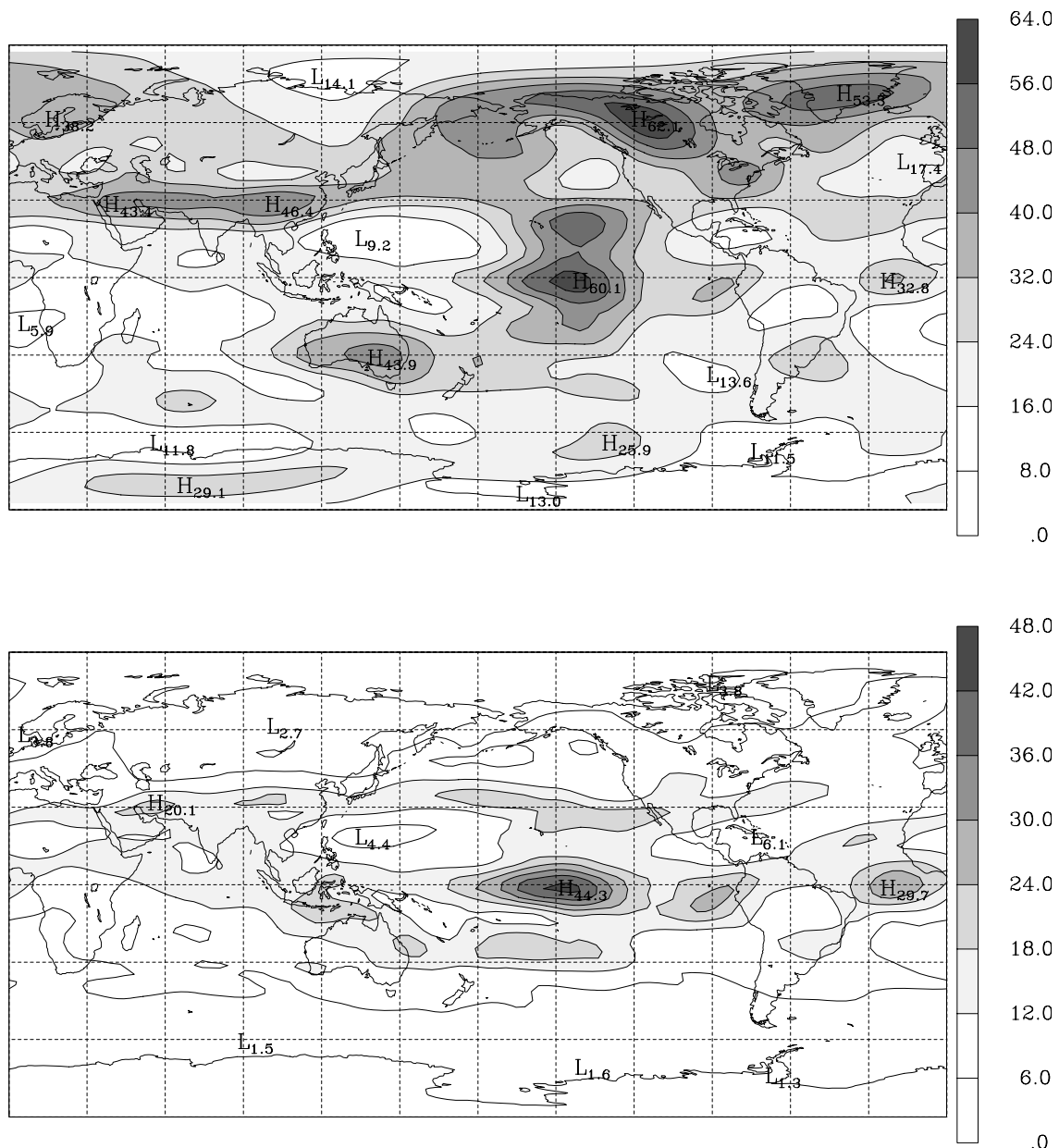


Figura 4.24: Energia total (*em cima*) e energia cinética (*em baixo*) transientes associadas à quarta componente baroclínica. As unidades são kJ m^{-2} .

atmosfera simulada, verifica-se que a energia potencial disponível (i.e., a variabilidade do geopotencial) é a parcela dominante da variabilidade extratropical da circulação projectada sobre a quarta componente baroclínica, enquanto que a energia cinética é a contribuição dominante, sobre a região equatorial.

4.4.1 Padrões de variabilidade

Os padrões de variabilidade da circulação projectada sobre a quarta componente baroclínica foram obtidos realizando a PCA sobre os modos de Kelvin ($s \leq 3$) e os modos de Rossby com número de onda zonal $s \leq 5$ e índice meridional $l \leq 11$ (cf. fig. 4.23).

A PC1 explica 19.3% da variabilidade da quarta componente baroclínica e o padrão que lhe está associado (fig. 4.25, *topo*) é muito parecido, na região intertropical, com o padrão associado à PC1 forçada da quarta componente baroclínica simulada pelo MU AGCM. As semelhanças entre os padrões tornam-se, ainda, maiores, se a PCA for realizada apenas sobre os modos intertropicais ($s \leq 4, l \leq 5$), tal como se fez no caso da PCA da quarta componente baroclínica simulada. Na figura 4.25, o mapa inferior representa o padrão associado com a PC1 dos modos intertropicais da quarta componente baroclínica da atmosfera NCEP. É importante notar que a energia associada a esta PC corresponde a 29.2% da energia associada à circulação projectada sobre os modos intertropicais, sendo igual a 90% da energia associada à PC1 calculada considerando todos os modos com $s \leq 5$ e $l \leq 11$.

Tal como se observou no caso da componente barotrópica, a EOF1-F da quarta componente baroclínica simulada apresenta um desfasamento espacial, entre 15 a 30° para oeste, relativamente ao padrão observado. Nesta comparação, deve, no entanto, ter-se em consideração que a EOF1 observada pode conter uma fracção de variabilidade interna.

No topo da figura 4.26 mostra-se o mapa da divergência da EOF1 dos modos intertropicais. Este mapa representa um padrão de anomalias da divergência da Circulação de Walker, associadas ao ciclo ENSO, semelhante ao respectivo padrão obtido para a EOF1-F da quarta componente baroclínica simulada (cf. fig. 3.35). De notar, também, o desfasamento espacial entre os campos da divergência, simulada e observada, na região do Pacífico, já referido para os padrões das respectivas EOFs.

Indicando os resultados obtidos com o MU AGCM que o padrão associado à EOF1 da quarta componente baroclínica observada deve representar, essencialmente, circulação forçada, investigou-se a existência de um padrão de forçamento oceânico, correlacionando a PC1 dos modos intertropicais com as SSTs sobre todos os oceanos. As SSTs foram obtidas da base de dados *Global sea-Ice and Sea Surface Temperature (GISST)* do Hadley Centre. Na figura 4.26 mostra-se o mapa de correlações da PC1 com as anomalias das SSTs, calculadas com base nas médias de Inverno (DJF) no

período de 1973-94. Este mapa representa um padrão de forçamento associado ao ciclo ENSO, praticamente idêntico ao obtido pelas correlações da PC1-F da quarta componente baroclínica simulada com as SSTs utilizadas para forçar o modelo (*cf.* fig. 3.36). Recorde que os mapas de correlações da PC1-F da componente barotrópica e da PC1-F da quarta componente baroclínica com as SSTs são idênticos (*cf.* sec. 3.9.3).

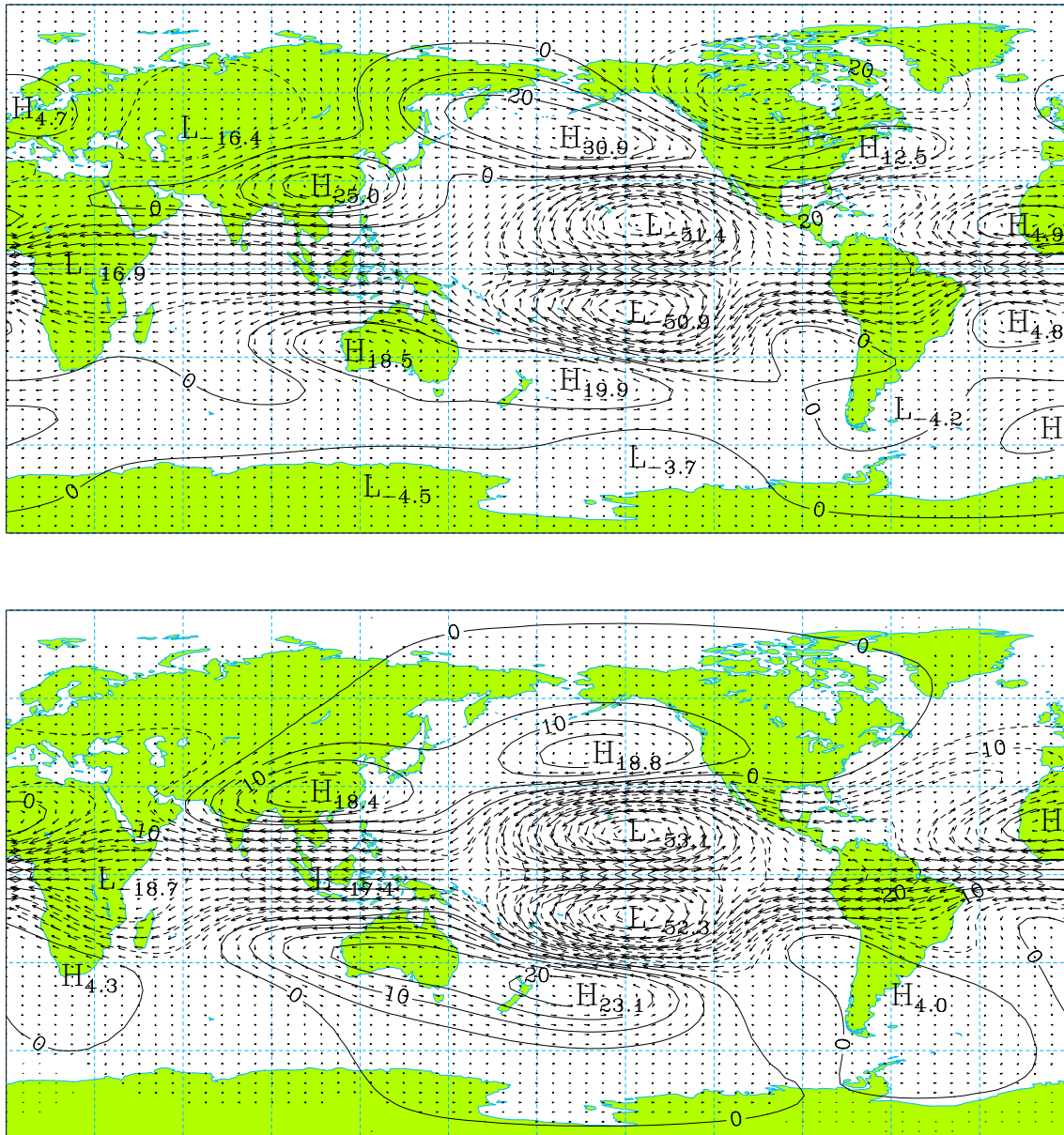


Figura 4.25: Padrões associados com a PC1 da quarta componente baroclínica da atmosfera NCEP, retendo na PCA os modos de Kelvin ($s \leq 3$) e os modos de Rossby com $s \leq 5$ e $l \leq 11$ (em cima, $v_{max.} = 9.3 \text{ m s}^{-1}$) e considerando apenas os modos intertropicais (em baixo, $v_{max.} = 9.2 \text{ m s}^{-1}$).

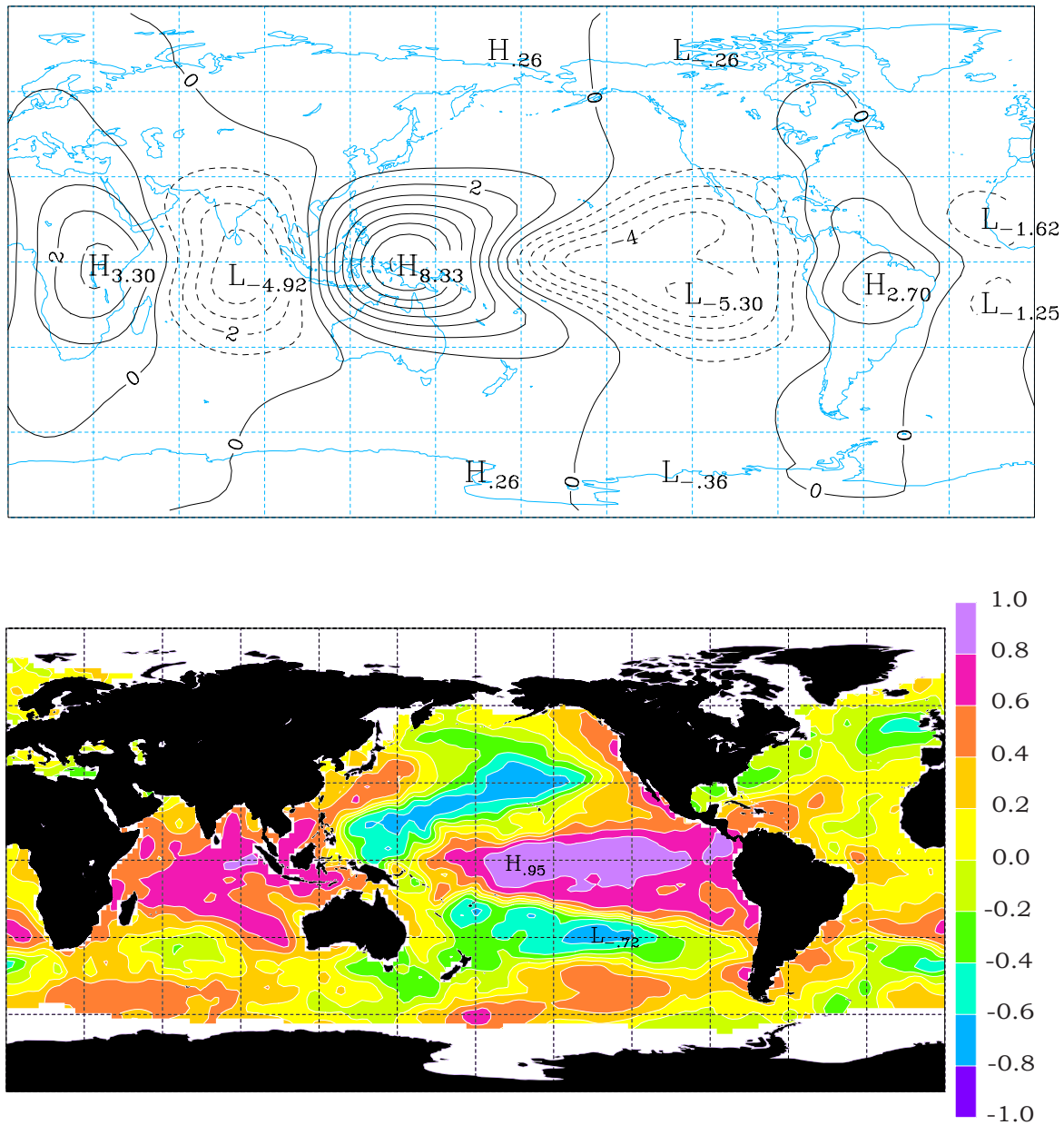


Figura 4.26: Padrão da divergência associada à EOF1 (*em cima*, em unidades de $10^{-7} s^{-1}$) e mapa de correlações da respectiva PC com as SSTs (*em baixo*). Estes mapas foram obtidos retendo-se na PCA apenas os modos intertropicais associados à quarta componente baroclínica da atmosfera NCEP.

4.5 Quinta componente baroclínica

A figura 4.27 mostra o espectro horizontal da energia total transiente associada aos modos de Rossby e aos modos de Kelvin ($s \leq 2$, $l = 0$) da quinta componente baroclínica. Comparando-o com o espectro da quarta componente baroclínica (fig. 4.23), verifica-se que os maiores valores da energia total transiente estão, agora, associados a modos de maior índice meridional. Este facto indica que a quinta componente baroclínica deve captar essencialmente variabilidade extratropical, o que se pode constatar pela observação do mapa da energia total transiente apresentado na figura 4.28.

A energia total transiente da circulação extratropical projectada sobre a quinta componente é dominada pela contribuição devida à energia potencial disponível, como se pode concluir pela comparação do mapa energia total com o da energia cinética transiente, que é também mostrado na figura 4.28.

O maior centro de variabilidade, no mapa da energia total transiente, apresenta-se sobre o noroeste do Canadá prolongando-se sobre o Alasca. Sobre o Atlântico aparece uma estrutura dipolar tal como na componente barotrópica, embora, no caso da quinta componente baroclínica, o dipolo se apresente mais bem definido e se encontre localizado a noroeste dos respectivos centros da componente barotrópica.

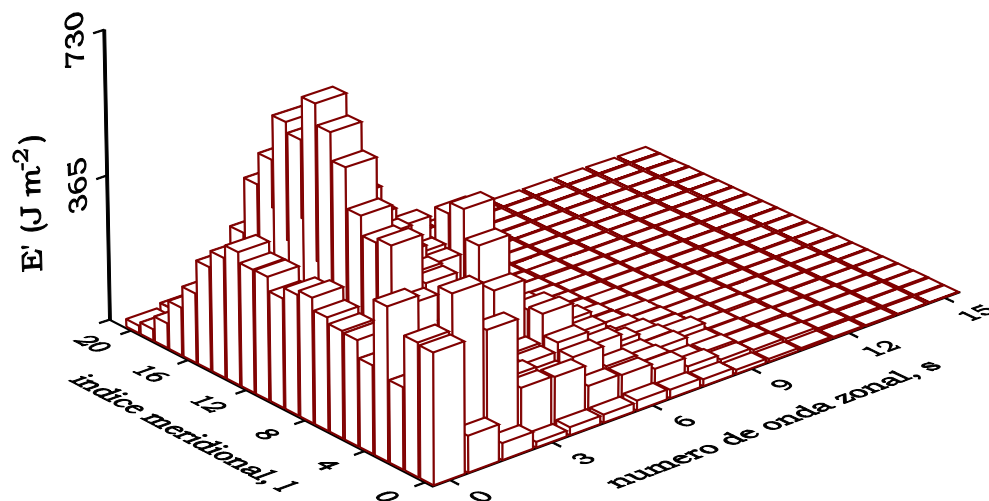


Figura 4.27: Energia total transiente associada aos modos de Rossby e aos modos de Kelvin ($s \leq 2$, $l = 0$) da quinta componente baroclínica.

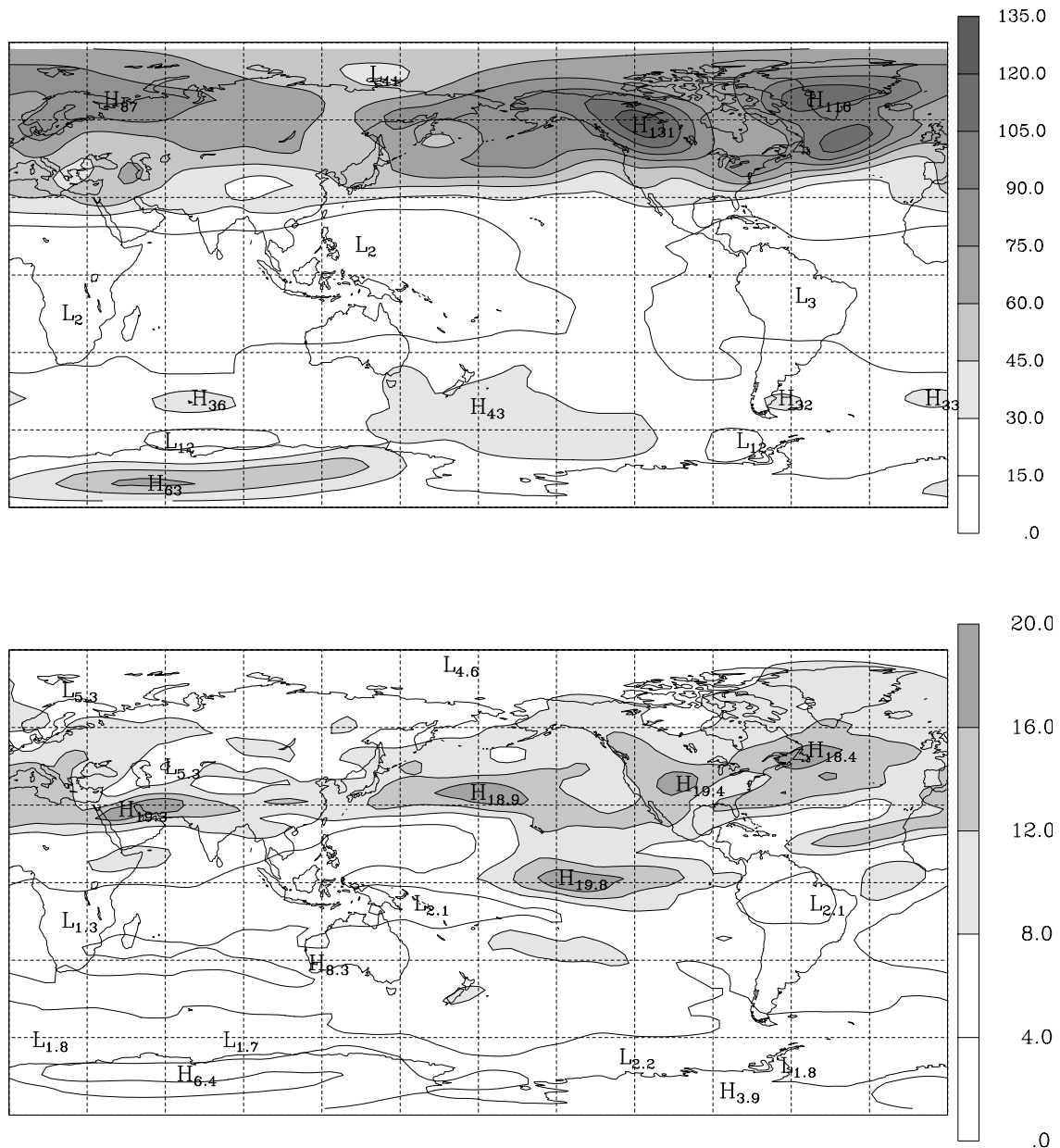


Figura 4.28: Energia total (*em cima*) e energia cinética (*em baixo*) transientes associadas à quinta componente baroclínica. As unidades são kJ m^{-2} .

4.5.1 Padrões de variabilidade

Na PCA realizada sobre a quinta componente baroclínica retiveram-se os modos de Kelvin ($s \leq 2$) e os modos de Rossby com número de onda zonal $s \leq 5$ e índice meridional $l \leq 17$ (cf. fig. 4.27).

As PCs 1 e 2 explicam, respectivamente, 12.4% e 9.4% da variabilidade da circulação projectada sobre a quinta componente baroclínica. O padrão associado à EOF1 (fig. 4.29) apresenta a estrutura familiar do padrão de teleconexão da PNA. O padrão associado à EOF2 (fig. 4.30) apresenta uma estrutura mais complexa, sendo de notar a extensa banda depressionária sobre Atlântico, que se estende, em torno da latitude de 45° N, desde a região oriental da América do Norte até à Europa, prolongando-se para nordeste com um centro sobre os Urais. A norte desta banda depressionária, apresenta-se uma circulação anticiclónica, centrada sobre o sudoeste da Gronelândia. A localização desta circulação anticiclónica poderá estar relacionada com uma inclinação para sudoeste do eixo da depressão na estrutura da NAO, tal como se verificou no caso da NAO simulada pelo MU AGCM.

Como já foi referido, a quinta componente baroclínica representa principalmente variabilidade extratropical. Por outro lado, a projecção da circulação troposférica sobre a quinta função de estrutura vertical baroclínica, $G_5(p)$, corresponde a uma diferença ponderada entre as circulações da alta troposfera e da baixa troposfera (cf. fig. 4.1). Atendendo a estes factos e dado que o padrão associado à EOF1 reproduz o padrão da PNA, apresentando o padrão associado à EOF2 características que poderão estar relacionadas com NAO, realizou-se uma PCA simultaneamente sobre a componente barotrópica e quinta componente baroclínica. Estes cálculos são idênticos aos descritos na secção 3.8.2, e têm a finalidade de investigar se a PNA e a NAO possuem estruturas verticais equivalentes à barotrópica ou, pelo contrário, possuem características baroclínicas, i.e., se as anomalias do geopotencial estão centradas sobre um eixo inclinado em relação à vertical e o vento muda de direcção com a altitude.

Dado que a análise em componentes principais apenas revelou, separadamente, os padrões da PNA e da NAO na componente barotrópica, quando foi realizada sobre o período de Dez/76 a Fev/88, a PCA conjunta sobre a componente barotrópica e a quinta componente baroclínica foi realizada também sobre aquele período.

Na figura 4.31 mostra-se a energia total transiente da circulação projectada sobre a quinta componente baroclínica, referente ao período de Dez/76 a Fev/88. Esta com-

ponente tem associado um máximo relativo de energia no espectro vertical, tal como a quarta componente baroclínica no caso do espectro vertical simulado, sendo interessante notar a semelhança entre os mapas das energias totais transientes associadas àquelas duas componentes (*cf.* figs. 3.12 e 4.31).

Os padrões da EOF1 conjunta associados à componente barotrópica e à quinta componente baroclínica são apresentados nas figuras 4.32 e 4.33, e os padrões correspondentes à EOF2 são apresentados nas figuras 4.36 e 4.37.

A estrutura da NAO (figs. 4.32 e 4.33) é semelhante à estrutura simulada pelo MU AGCM (figs. 3.30 e 3.31). De notar, no entanto, que no caso da NAO observada, além do já referido desvio zonal na posição dos centros de circulação, não aparece nenhum centro de circulação anticiclónica sobre a região do Mar Negro, enquanto que a NAO simulada apresenta um centro de circulação anticiclónica, sobre a região do Cáucaso, associado à quarta componente baroclínica. Esta diferença poderá resultar de uma ou mais das seguintes causas: *a)* da diferença entre as estruturas verticais da quarta componente baroclínica simulada e da quinta componente baroclínica da atmosfera NCEP, *b)* de se ter considerado apenas uma série de 12 anos para as observações *c)* e/ou de deficiência do modelo.

A NAO explica 14.2% da variabilidade intrassazonal e interanual da circulação projectada sobre a componente barotrópica e sobre a quinta componente baroclínica da atmosfera NCEP. A componente barotrópica contribui com 77.4% da energia total da circulação projectada sobre a NAO, sendo os restantes 22.6% devidos à quinta componente baroclínica.

Na figura 4.34 mostram-se, em projecções estereográficas polares, a componente barotrópica e a quinta componente baroclínica da circulação extratropical do Hemisfério Norte associada à NAO. Estas projecções permitem uma mais fácil comparação das posições dos centros de variabilidade.

A depressão sobre a Gronelândia tem o eixo inclinado para sudoeste e o vento, sobre a região da Islândia e mar da Gronelândia, apresenta uma rotação anti-horária ao longo da vertical e, sobre o norte do Canadá, uma rotação horária. O eixo da circulação anticiclónica sobre o Atlântico apresenta uma inclinação para oeste mas o vento não roda ao longo da vertical. A depressão a sudoeste das Aleutas e a circulação anticiclónica sobre região ocidental da América do Norte apresentam estruturas verticais equivalentes à barotrópica.

Admitindo que a componente barotrópica e a quinta componente baroclínica cap-

tam quase toda a variabilidade tridimensional da NAO e da PNA, podem-se obter os padrões destes modos de variabilidade, em qualquer nível p , através da seguinte combinação linear

$$(u', v', \phi')_i^T = G_0(p) \cdot \text{EOF}_{i_{m=0}} + G_5(p) \cdot \text{EOF}_{i_{m=5}}, \quad (4.8)$$

onde $m = 0$ e $m = 5$ designam, respectivamente, a componente barotrópica e a quinta componente baroclínica do campo vectorial $(u', v', \phi')_i^T$ associado à EOF i conjunta. Assim, a equação 4.8 pode ser utilizada para determinar as anomalias do vento de temperatura, \mathbf{V}_T , e da espessura de uma camada entre dois níveis isobáricos. Atendendo a que a função de estrutura vertical da componente barotrópica é aproximadamente constante, o padrão das anomalias do vento de temperatura e da espessura da camada entre dois níveis isobáricos deve ser semelhante ao padrão associado à quinta componente baroclínica da respectiva EOF. O mapa no topo da figura 4.35 mostra, em projecção estereográfica polar, as anomalias do vento de temperatura e da espessura da camada 300-850 hPa, associadas à NAO. Tomando como exemplo um ponto sobre a Islândia, o módulo da anomalia do vento de temperatura entre os níveis dos 300 hPa e dos 850 hPa é $|\mathbf{V}_T| = 1.2 \text{ m s}^{-1}$ e as anomalias do vento horizontal rodam de $\sim 23^\circ$ entre os dois níveis.

O mapa inferior da figura 4.35 mostra o padrão de correlações entre a PC1 e o campo da temperatura no nível dos 850 hPa. Conforme se pode observar nos respectivos mapas, a rotação do vento, ao longo da vertical, é consistente com a orientação do gradiente das anomalias da temperatura associadas à NAO.

A PC2 explica 12.5% da variabilidade da circulação projectada sobre a componente barotrópica e sobre a quinta componente baroclínica da atmosfera NCEP, sendo 74.4% da energia total transiente, associada a esta PC, devidos à componente barotrópica e os restantes 25.6% devidos à quinta componente baroclínica. Os padrões associados à EOF2 (figs. 4.36 e 4.37) mostram características semelhantes às da PNA mas, na componente barotrópica, o centro de circulação anticiclónica sobre a América do Norte está deslocado para nordeste em relação ao centro correspondente na figura 4.20, e muito afastado para nordeste relativamente ao centro de máxima teleconexão da PNA sobre o Canadá ($55^\circ \text{ N}, 115^\circ \text{ W}$) [Wallace e Gutzler, 1981]. A mesma observação pode ser feita em relação à depressão sobre a costa oriental dos Estados Unidos.

Tal como se fez no caso da EOF1, na figura 4.38 mostram-se as projecções estereográficas das duas componentes verticais da EOF2, para uma mais fácil comparação

das posições dos centros de variabilidade. O eixo da depressão sobre a costa atlântica dos Estados Unidos apresenta-se inclinado para oeste relativamente à vertical, e o eixo da depressão a sudoeste das Aleutas tem uma ligeira inclinação para sudoeste. A circulação anticiclónica sobre o Canadá tem o eixo inclinado para sudoeste, com o vento apresentando uma rotação no sentido horário ao longo da vertical, sobre o norte do Alasca, e uma rotação anti-horária, sobre a região do mar da Gronelândia e da Islândia. O mapa das anomalias do vento de temperatura e da espessura da camada 300-850 hPa, associadas à EOF2, bem como o mapa de correlações da PC2 com o campo da temperatura aos 850 hPa são mostrados na figura 4.39. Conforme se pode observar na figura, a rotação do vento com a vertical é consistente com a orientação do gradiente das anomalias da temperatura associadas à PC2.

Como já se referiu na secção 3.8.2, Perlwitz e Graf [1995] e Graf *et al.* [1997] obtiveram resultados que indicam que a PNA deve possuir uma estrutura vertical equivalente à barotrópica, enquanto que a NAO deve possuir características baroclínicas. Os resultados obtidos com as simulações do MU AGCM concordam com as conclusões de Perlwitz e Graf e de Graf *et al.*, e os resultados referentes NAO observada são também concordantes com as conclusões dos mesmos autores. Quanto à EOF2 da atmosfera NCEP, com um padrão semelhante à PNA, aparenta possuir características baroclínicas, que podem resultar da 'má' localização dos centros de circulação sobre o nordeste do Canadá e sobre a costa oriental do Estados Unidos. Dito de outra forma, a aparente baroclinicidade da EOF2 pode resultar desta não representar apenas variabilidade associada com o padrão de teleconexão da PNA.

De notar, finalmente, que se realizou a PCA conjunta da componente barotrópica e da quinta componente baroclínica sobre o período de Dez/76 a Fev/88, por ser este o período em que, através da PCA da componente barotrópica, se obtiveram separadamente os padrões de teleconexão da PNA e da NAO. No entanto, como se pode verificar pelas figuras 4.40 e 4.41, a PCA conjunta da componente barotrópica e da quinta componente baroclínica, realizada sobre o período integral de 1973 a 96, permite obter padrões muito semelhantes aos que se obtiveram analisando apenas o período de Dez/76 a Fev/88.

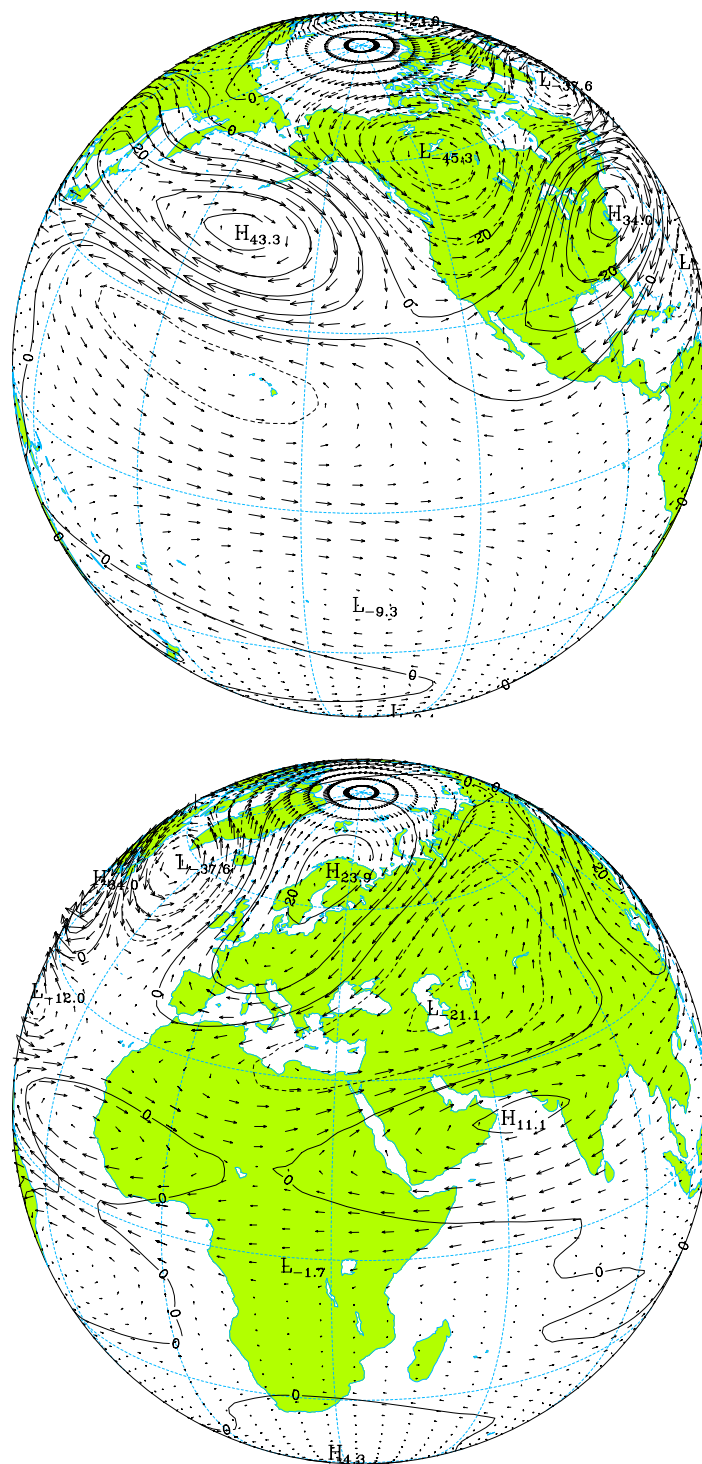


Figura 4.29: Padrão associado à primeira EOF da quinta componente baroclínica da atmosfera NCEP ($v_{max.} = 4.5 \text{ m s}^{-1}$).

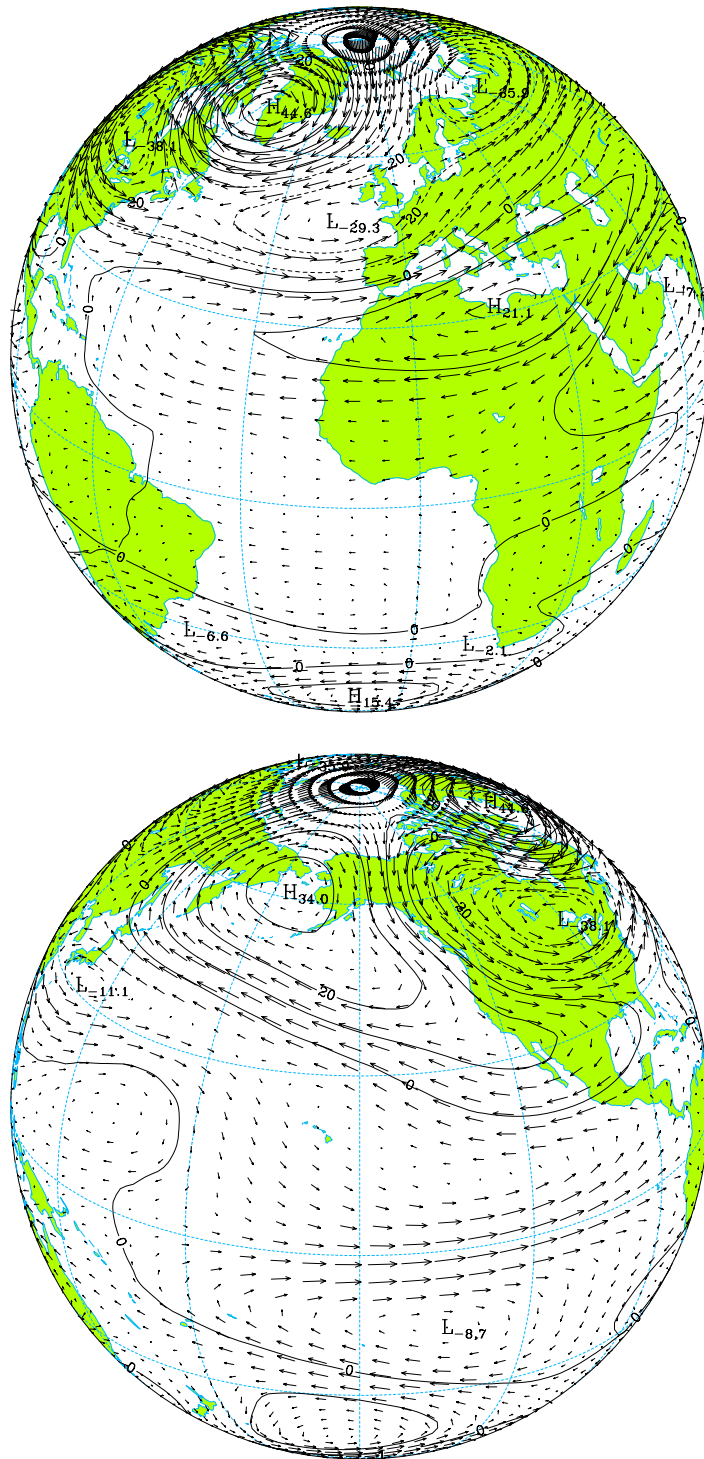


Figura 4.30: Tal como na figura 4.29 mas referente à EOF2 ($v_{max.} = 3.6 \text{ m s}^{-1}$).

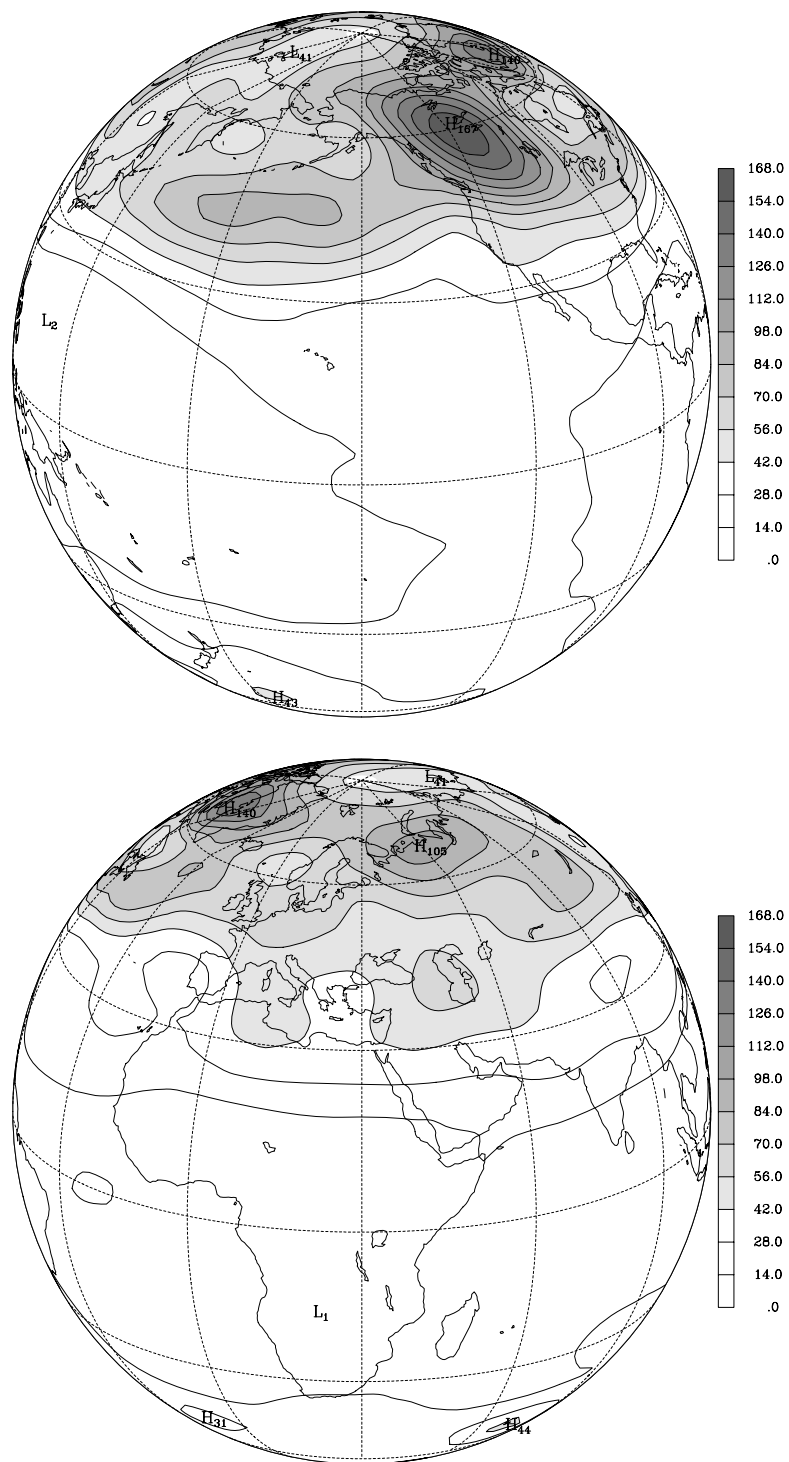


Figura 4.31: Energia total transiente (kJ m^{-2}) da circulação projectada sobre a quinta componente baroclínica, relativa ao período de Dez/76 a Fev/88.

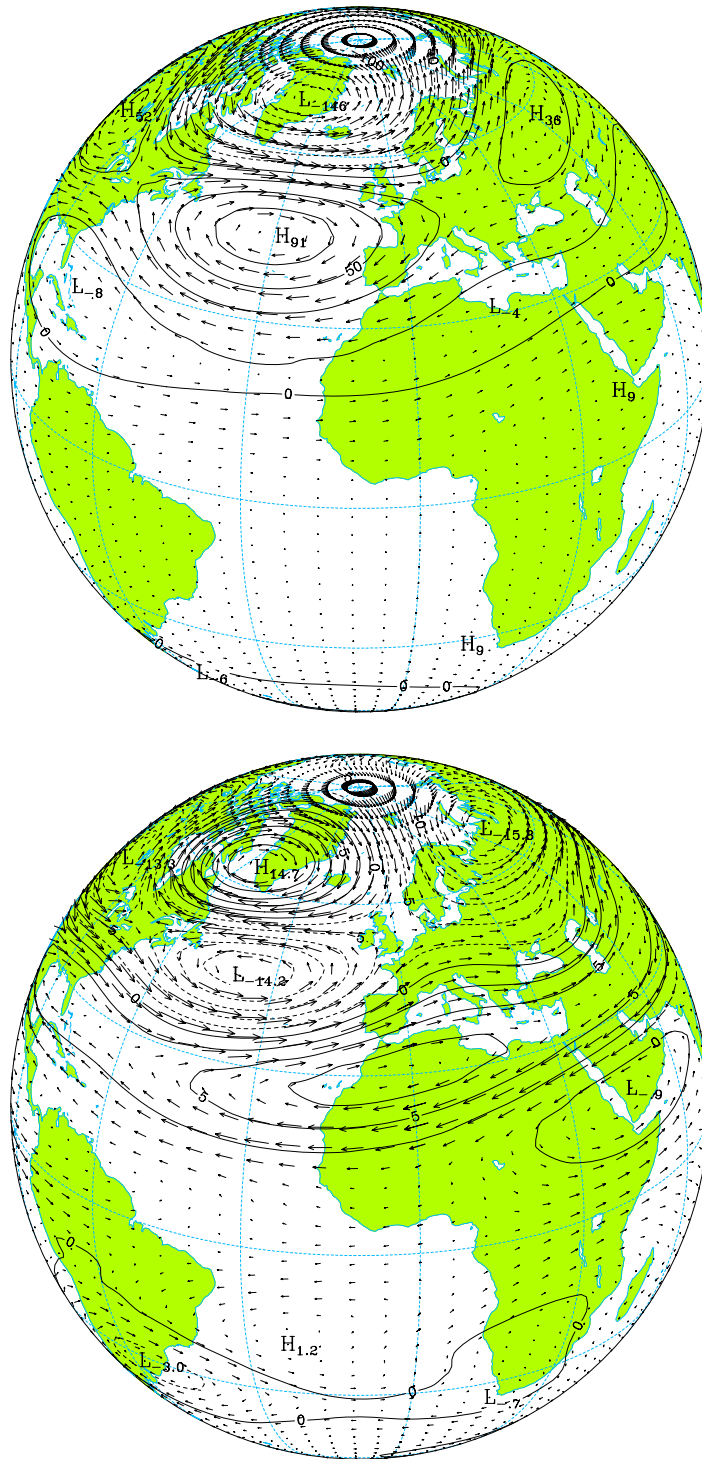


Figura 4.32: Componente barotrópica (em cima, $v_{max.} = 10.4 \text{ m s}^{-1}$) e quinta componente baroclínica (em baixo, $v_{max.} = 1.7 \text{ m s}^{-1}$) da NAO, calculadas com base no período de Dez/76-Fev/88.

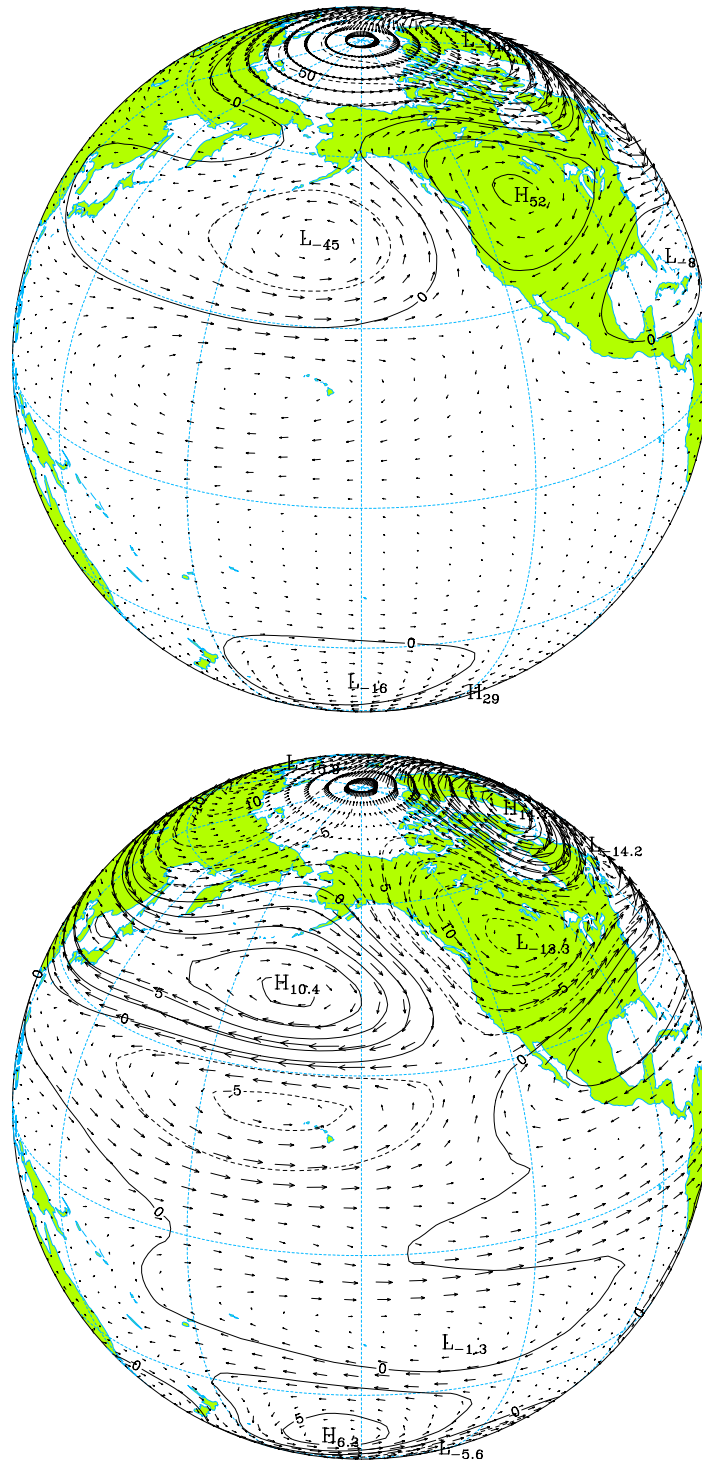


Figura 4.33: Tal como na figura 4.32 mas para o outro Hemisfério.

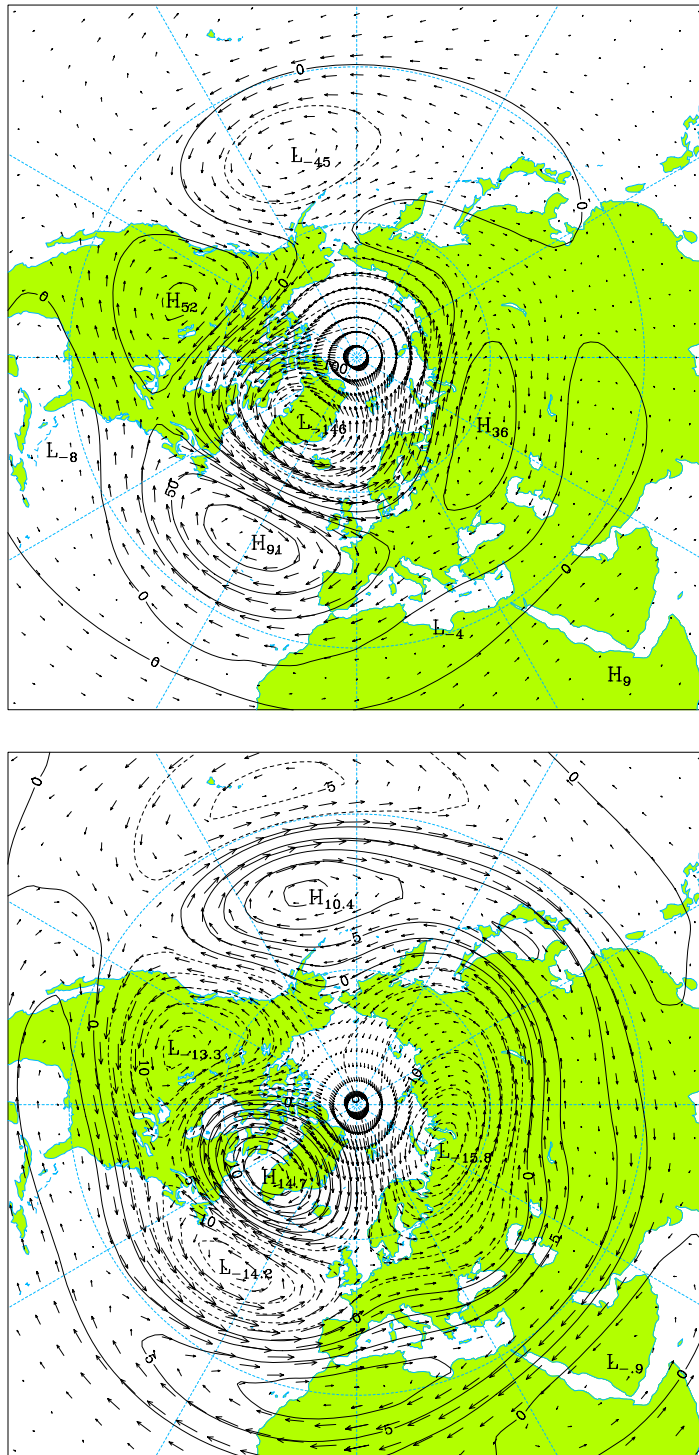


Figura 4.34: Projecções estereográficas polares da componente barotrópica (*em cima*) e da quinta componente baroclínica (*em baixo*) da NAO.

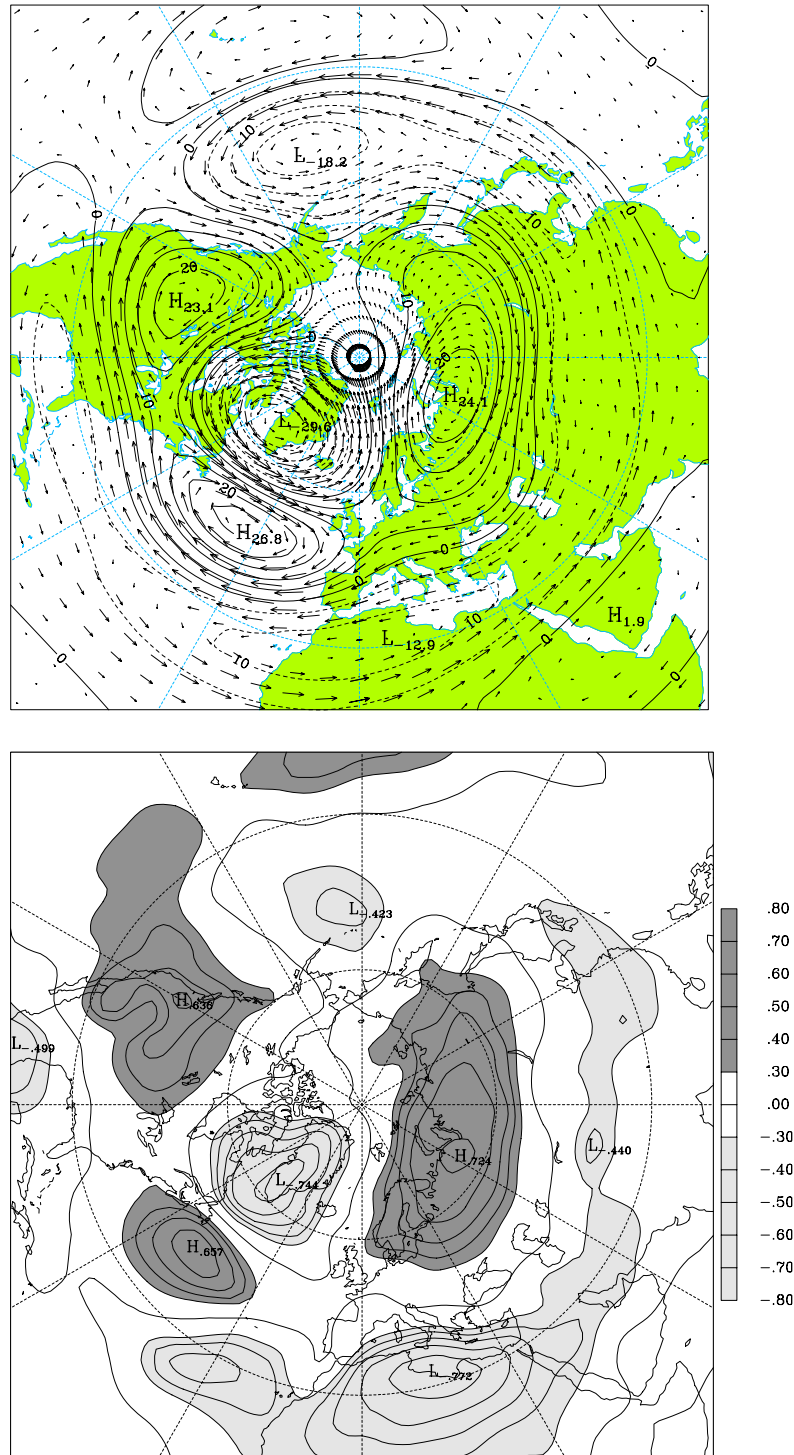


Figura 4.35: Mapa das anomalias do vento de temperatura e da espessura da camada 850-300 hPa associadas à NAO (*em cima*, $v_{max.} = 3.2 \text{ m s}^{-1}$) e mapa de correlações da PC1 conjunta com a temperatura aos 850 hPa (*em baixo*).

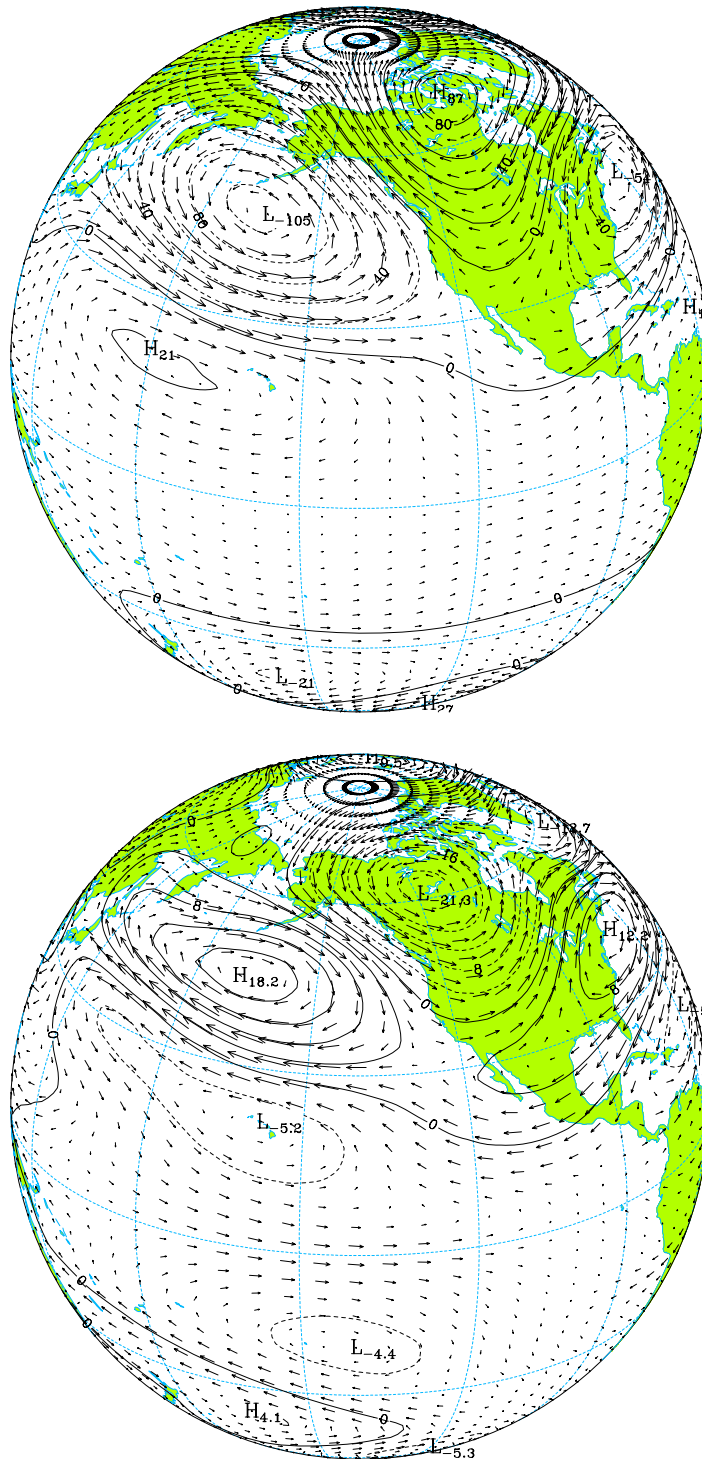


Figura 4.36: Componente barotrópica (em cima, $v_{max.} = 7.5 \text{ m s}^{-1}$) e quinta componente baroclínica (em baixo, $v_{max.} = 1.9 \text{ m s}^{-1}$) da EOF2, com base no período de Dez/76-Fev/88.

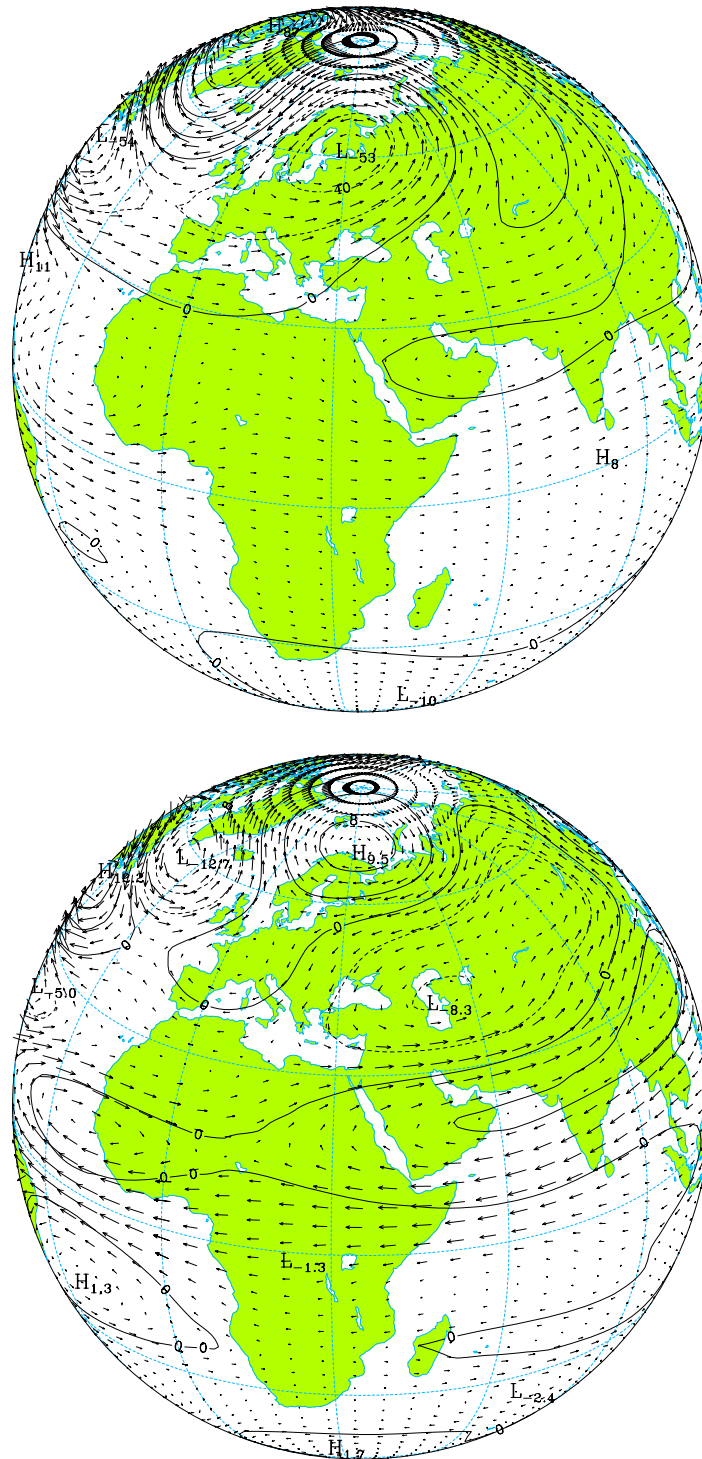


Figura 4.37: Tal como na figura 4.36 mas para o outro Hemisfério.

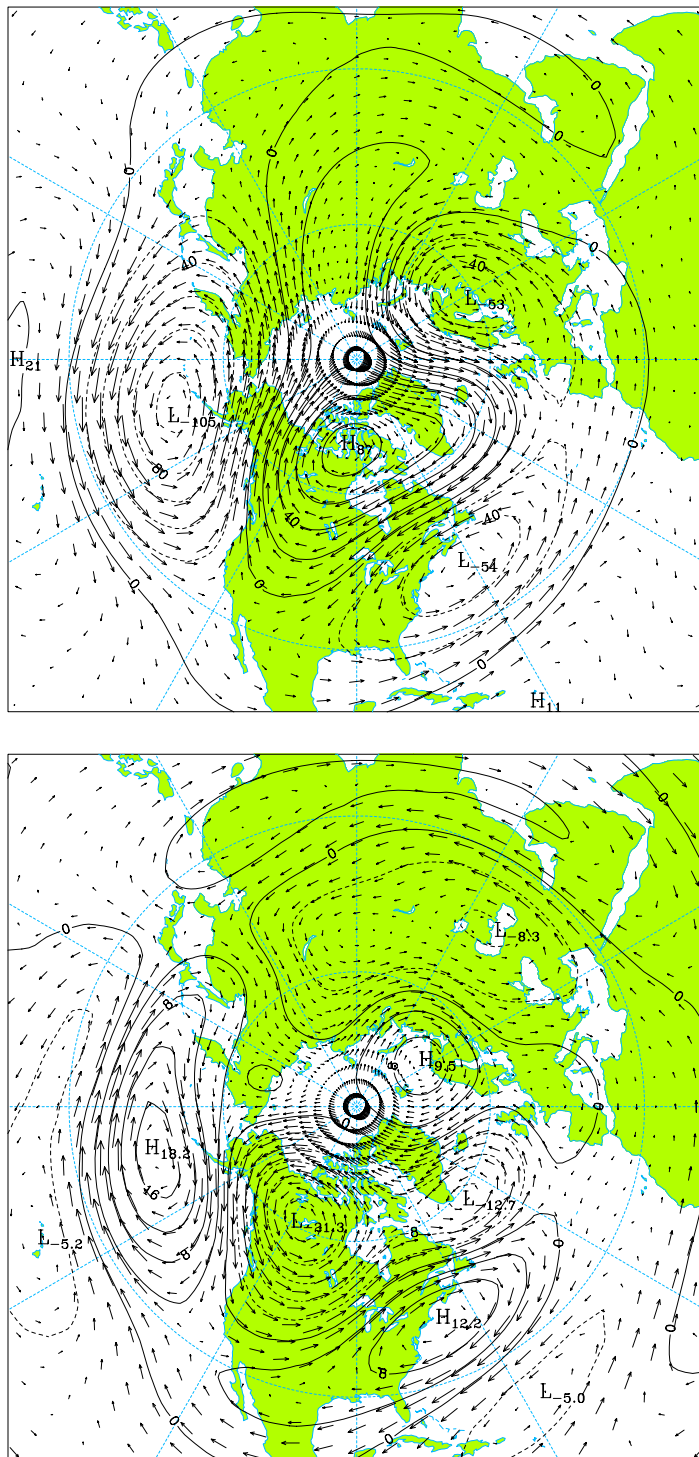


Figura 4.38: Projecções estereográficas polares da componente barotrópica (*em cima*) e da quinta componente baroclínica (*em baixo*) da EOF2.

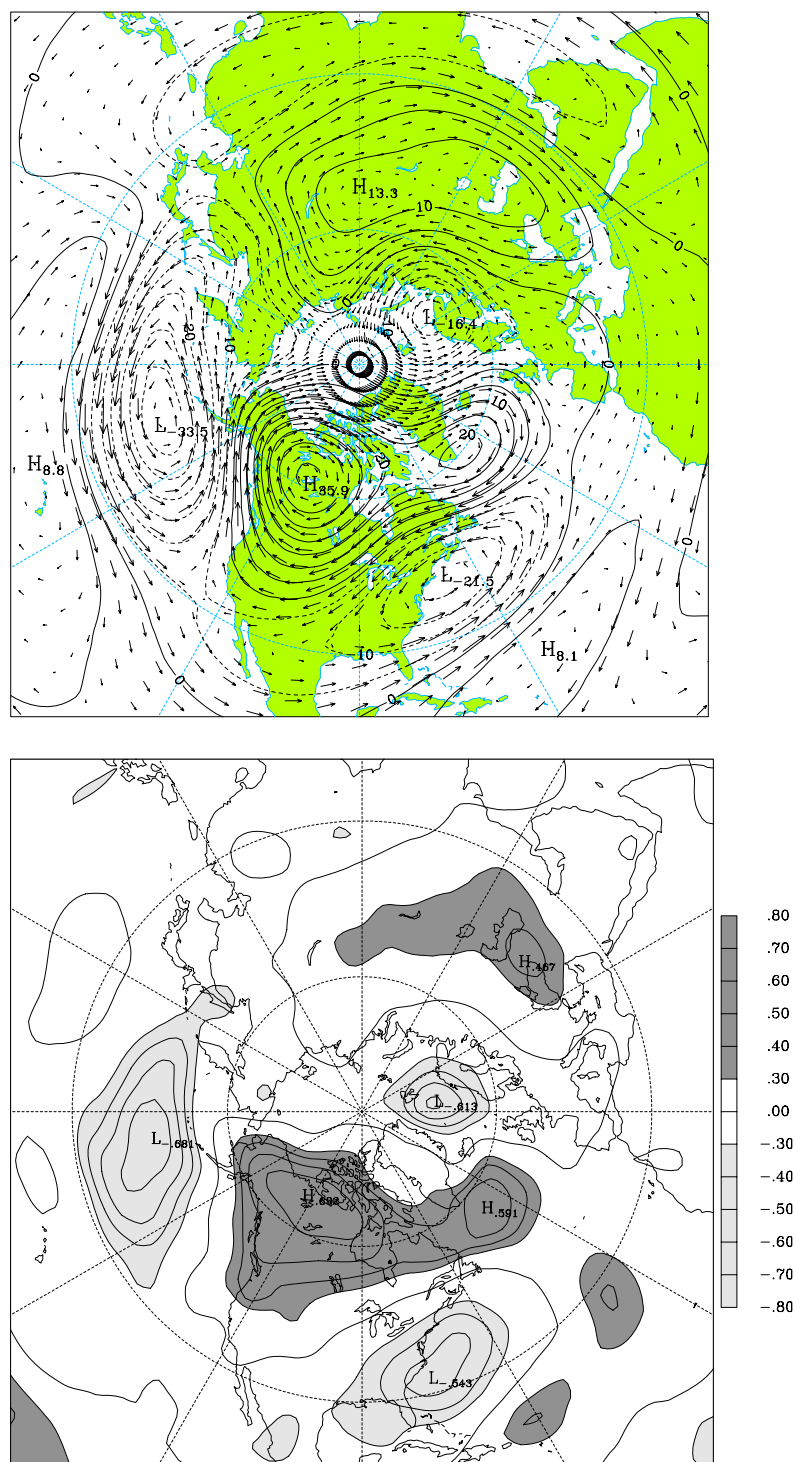


Figura 4.39: Mapa das anomalias do vento de temperatura e da espessura da camada 850-300 hPa associadas à EOF2 (*em cima*, $v_{max.} = 3.2 \text{ m s}^{-1}$) e mapa de correlação da PC2 com a temperatura aos 850 hPa (*em baixo*).

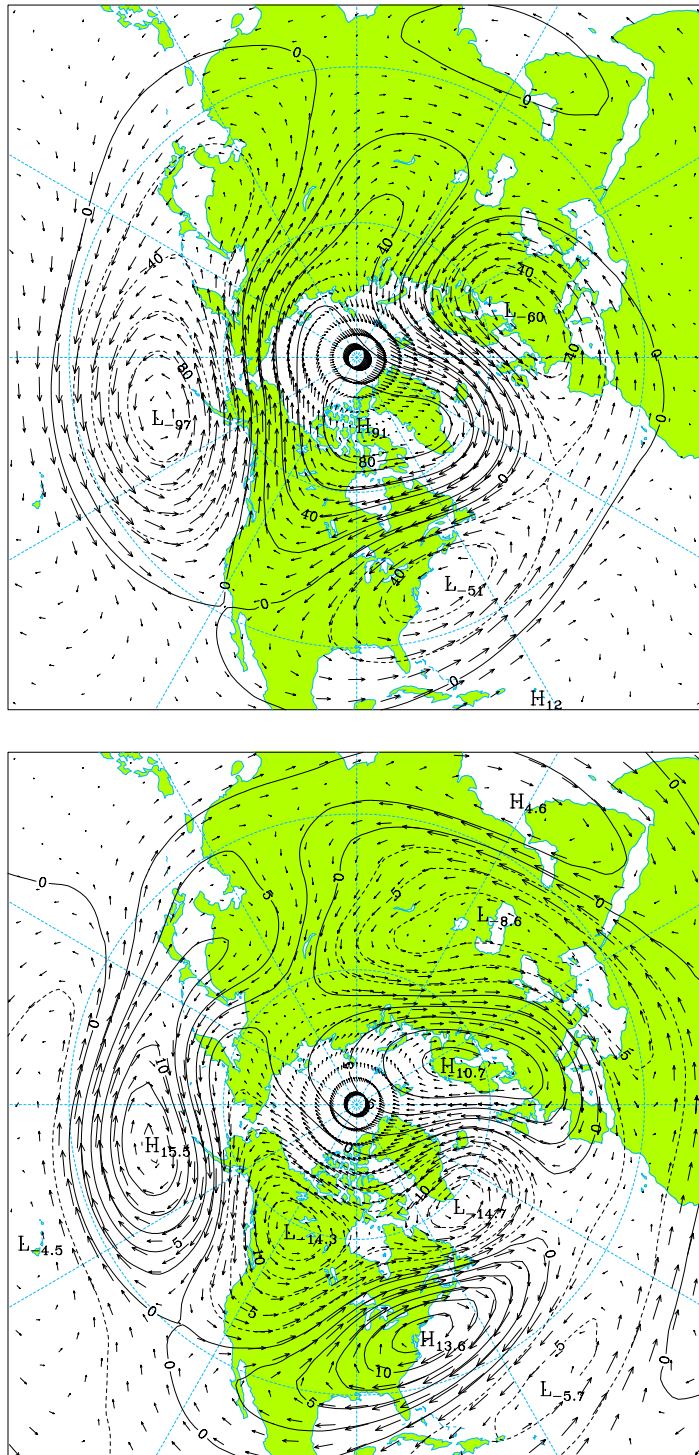


Figura 4.40: Projecções estereográficas polares da componente barotrópica (em cima, $v_{max.} = 7.5 \text{ m s}^{-1}$) e da quinta componente baroclínica (em baixo, $v_{max.} = 1.8 \text{ m s}^{-1}$) da EOF1 obtida pela PCA conjunta, realizada sobre o período de 1973-96.

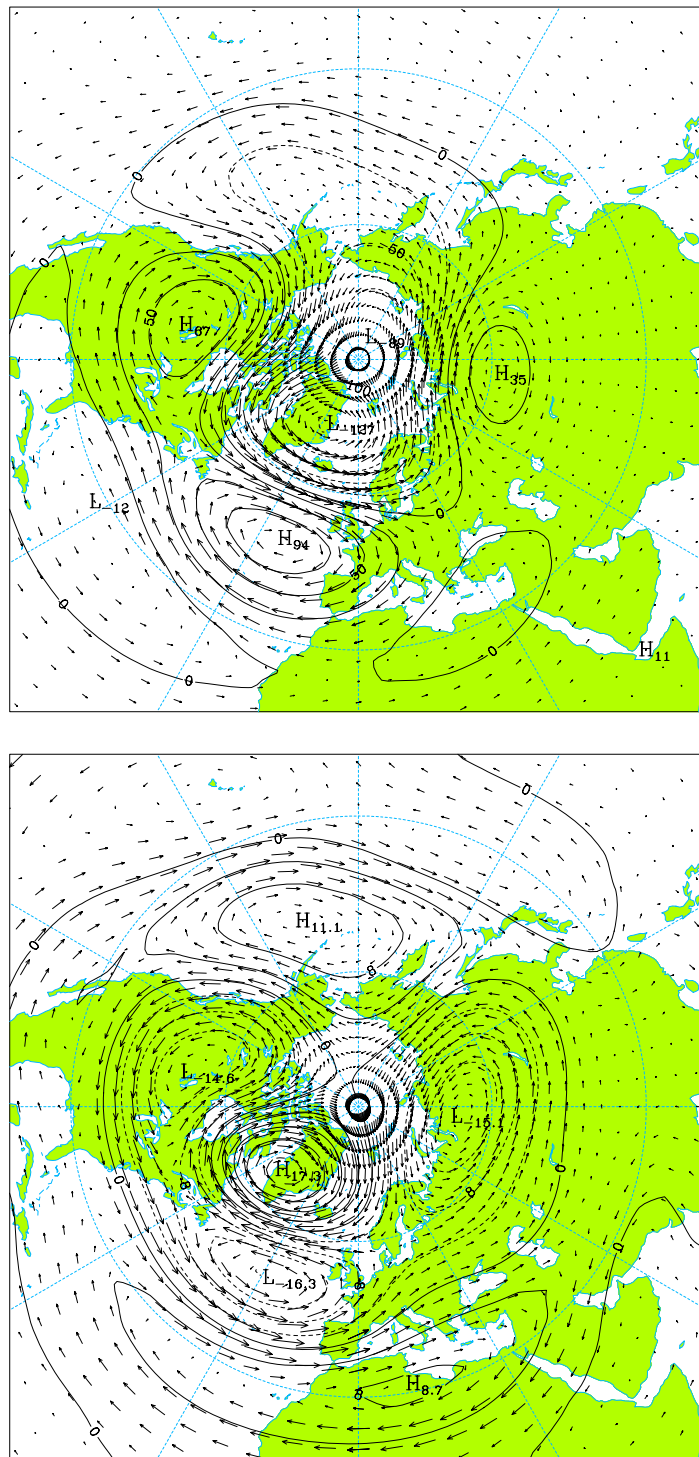


Figura 4.41: Igual à figura 4.40 mas referente à EOF2 (em cima, $v_{max.} = 9.8 \text{ m s}^{-1}$; em baixo, $v_{max.} = 1.8 \text{ m s}^{-1}$).

4.6 Segunda componente baroclínica

A função de estrutura vertical da segunda componente baroclínica da atmosfera NCEP tem valores relativamente pequenos ao longo da troposfera ($|G_2(p)| \leq 0.28$, se $p \geq 130$ hPa); na estratosfera, $G_2(p)$ tem valores muito maiores, com um máximo na baixa estratosfera, $G_2(20) = 3.1$ (cf. fig. 4.1). Esta estrutura vertical leva a que a projecção da circulação da baixa estratosfera seja a contribuição dominante na segunda componente baroclínica.

Perlwitz e Graf [1995] e Graf *et al.* [1997] encontraram dois modos naturais de acoplamento entre a circulação estratosférica e a circulação troposférica. Um modo, com características baroclínicas, descreve a variabilidade da intensidade do vortex circumpolar, na estratosfera, enquanto que, na troposfera, tem uma estrutura semelhante ao padrão da NAO. O outro modo, com uma estrutura vertical equivalente à barotrópica, é caracterizado, na estratosfera, por uma distorção do vortex polar por anomalias dominadas pelo número de onda zonal $s = 1$, e, na troposfera, por um padrão de variabilidade semelhante ao da PNA.

De acordo com Graf *et al.* [1998] e Graf e Perlwitz [1998], o acoplamento entre o vortex polar e a NAO pode desempenhar um papel importante no forçamento da circulação de Inverno, na região do Atlântico Norte e países envolventes, resultante de gases com efeito estufa. Estes autores sugerem que as tendências observadas nos campos do geopotencial, da temperatura e da precipitação, no Inverno do Hemisfério Norte, podem resultar da ocorrência mais frequente da fase positiva do modo natural de acoplamento vortex polar-NAO. A fase positiva deste modo corresponde, na estratosfera, a uma maior intensidade dos ventos de oeste no vortex polar e, na troposfera, a uma maior intensidade do vento de oeste nas latitudes médias do Atlântico Norte, ou seja, à fase positiva da NAO.

Segundo um mecanismo sugerido por aqueles autores, a intensificação inicial do vortex polar pode resultar de um forte aquecimento (e elevação do geopotencial) da troposfera tropical, devido aos gases com efeito estufa e ao aumento da evaporação nos oceanos tropicais e subtropicais. Este efeito, principalmente nas baixas latitudes, também eleva as superfícies isobáricas da baixa estratosfera, aumentando, assim, o gradiente do geopotencial nas latitudes médias e elevadas, o que conduz à intensificação do vortex polar. O aumento da velocidade dos ventos de oeste no vortex polar impede a propagação vertical da energia das ondas planetárias (*teorema de Charney-Drazin*

[Andrews *et al.*, 1987, sec.4.5]), levando a um maior arrefecimento na região interior do vortex e, conseqüentemente, ao aumento dos ventos de oeste. Na troposfera, as ondas reflectidas causam alterações de fase e de amplitude das ondas planetárias que conduzem a padrões de anomalias associados à NAO. Este processo de retroacção positiva torna a fase de maior intensidade do vortex polar e positiva da NAO mais estável e, portanto mais provável do que a fase oposta, levando às tendências observadas nos campos do geopotencial, da temperatura e da precipitação [Graf e Perlwitz, 1998].

O processo pode, ainda, ser amplificado, no fim do Inverno e início da Primavera, pela redução da concentração de ozono na baixa estratosfera [Graf *et al.*, 1998]. A intensificação do vortex polar pode também resultar do aquecimento da estratosfera tropical devido à absorção de radiação terrestre pelos aerossóis com origem em erupções vulcânicas, tais como as do El Chichón em 1982, no México, e do Monte Pinatubo em 1991, nas Filipinas [Graf *et al.*, 1996].

De notar que os autores citados admitem, alternativamente, a possibilidade de as tendências por eles observadas serem o resultado de variabilidade natural de longo período do modo vortex polar-NAO.

Os estudos referidos acima suscitaram, neste trabalho, o interesse na análise dos principais modos de variabilidade da segunda componente baroclínica e a sua conexão com a variabilidade da componente barotrópica da atmosfera NCEP.

A figura 4.42 mostra o espectro horizontal da energia transiente associada à segunda componente baroclínica, podendo-se observar que a variabilidade desta componente é, claramente, dominada por de anomalias zonais ($s = 0$) e por anomalias associadas ao número de onda zonal $s = 1$. O espectro meridional dos modos zonais ($s = 0$) apresenta um máximo no modo de Kelvin e um segundo máximo no quinto modo de Rossby zonal. Estes dois máximos estão separados pelos segundo e terceiro modos de Rossby zonais que têm pouca energia associada. O modo de Kelvin e o primeiro modo de Rossby zonal são modos simétricos e estão associados a variabilidade da estratosfera equatorial; o segundo máximo, que aparece no quinto modo de Rossby, está associado a variabilidade da estratosfera na latitudes médias e elevadas.

O mapa da energia total transiente associada à segunda componente baroclínica (fig. 4.43) mostra pouca variabilidade na estratosfera tropical, com valores da energia transiente inferiores a 10 kJ m^{-2} . A energia transiente tem uma distribuição predominantemente zonal com um acentuado gradiente meridional no Hemisfério Norte,

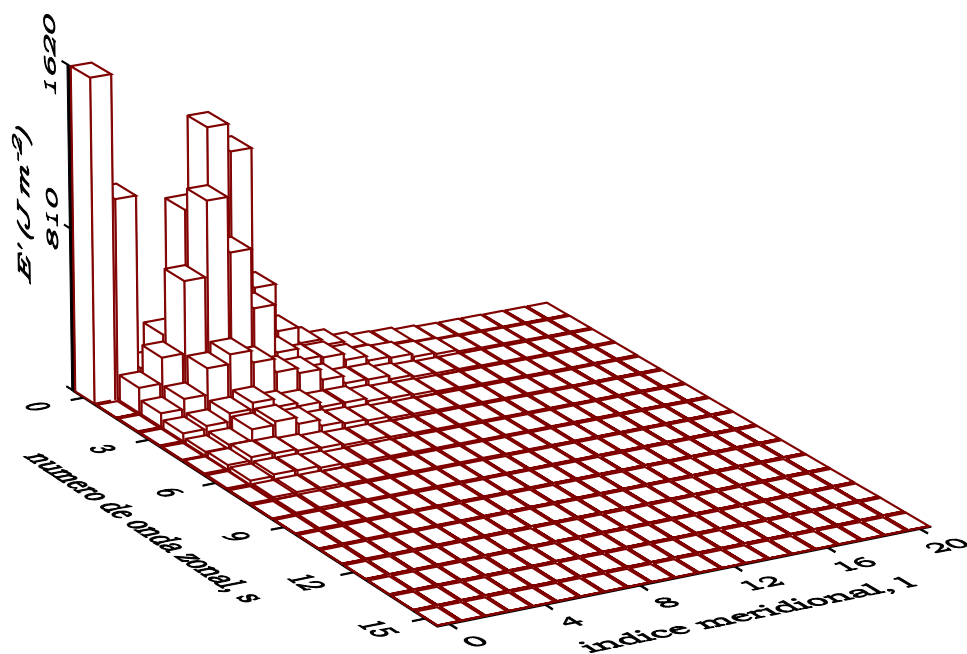


Figura 4.42: Energia total transiente associada aos modos de Rossby e aos modos de Kelvin ($s \leq 2$, $l = 0$) da segunda componente baroclínica da atmosfera NCEP.

atingindo, nas regiões polares, valores superiores a 100 kJ m^{-2} .

Os padrões associados às três primeiras EOFs da segunda componente baroclínica são apresentados nas figuras 4.44 a 4.46. Cada padrão é representado numa projecção cilíndrica equidistante e numa projecção estereográfica polar, uma vez que as principais estruturas deste padrões aparecem nas latitudes elevadas do Hemisfério Norte. A energia total transiente associada com as 3 primeiras EOFs representa 53.7% da variabilidade da segunda componente baroclínica, explicando as PCs 1,2 e 3, respectivamente, 27.9%, 13.5% e 11.3% daquela variabilidade. De notar que, na PCA se retiveram, apenas, os modos de Rossby com número de onda zonal $s \leq 4$ e índice meridional $l \leq 10$ e os modos de Kelvin com $s \leq 2$ (cf. fig. 4.42).

Os padrões extratropicais dos campos do geopotencial associados às EOFs 1 e 3 (figs. 4.44 e 4.46, topo) são muito semelhante, respectivamente, com os padrões da primeira e da segunda EOFs da altura de geopotencial no nível dos 50 hPa, calculadas por Perlwitz e Graf [1995] com base em observações referentes ao período de 1957-1993. Por sua vez, a EOF2 apresenta um padrão extratropical do campo do geopotencial (fig. 4.45, topo) muito semelhante com o da terceira EOF de Perlwitz e Graf, exceptuando uma diferença de fase zonal de $\sim 30^\circ$.

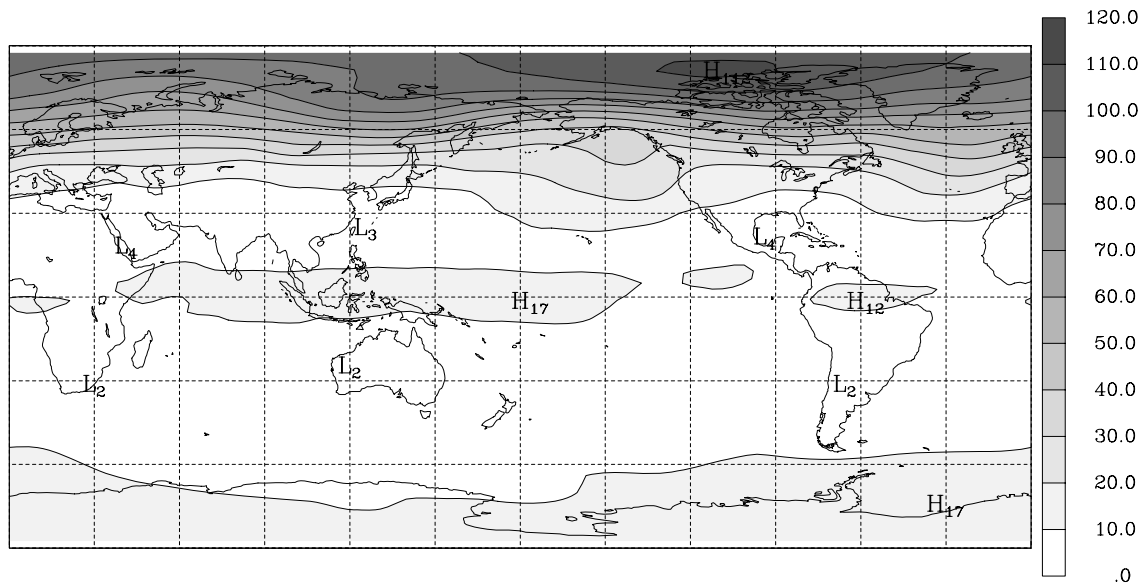


Figura 4.43: Energia total transiente associada à segunda componente baroclínica. As unidades são kJ m^{-2} .

Nas latitudes médias e elevadas do Hemisfério Norte, a EOF1 descreve a variabilidade da intensidade do vortex circumpolar, e as EOFs 2 e 3 representam distorções do vortex polar por anomalias dominadas pelo número de onda zonal $s = 1$, notando-se, no caso da EOF3, a sobreposição de anomalias com número de onda zonal $s = 2$. Estas referências à composição espectral das EOFs 2 e 3 podem ser confirmadas pela observação da figura 4.47, que mostra a contribuição de cada modo horizontal para a energia total transiente associada a cada EOF.

No caso da EOF2, os valores elevados das energias associadas ao modo de Kelvin zonal e ao primeiro modo de Rossby zonal (fig. 4.47) estão relacionados com a corrente zonal na estratosfera equatorial (fig. 4.45). Esta corrente zonal tem simetria meridional em torno do equador e deve estar associada à oscilação quase-bienal (QBO) na estratosfera equatorial. De facto, sendo 51% da energia da EOF2 devida ao modo de Kelvin e ao primeiro modo de Rossby zonais, o sinal da PC2 deve estar de acordo com a fase da QBO. De notar, no entanto, que a projecção da circulação estratosférica sobre a segunda componente baroclínica é uma média ponderada, sendo maior o peso da camada 20-30 hPa (*cf.* fig. 4.1). Assim, é possível que na integração vertical do vento, na estratosfera equatorial, as contribuições devidas a ventos de oeste sejam anuladas pelas contribuições devidas a ventos de leste. Ainda assim, a comparação visual da série da PC2 com a série temporal dos perfis verticais da QBO [van Loon

e Labitzke, 1993, fig. 2] mostra uma boa correlação do sinal, i.e., quando o vento é predominantemente de oeste a PC2 tem sinal positivo, apresentando sinal negativo quando o vento é predominantemente de leste.

De notar, finalmente, que, devido à integração vertical da estratosfera, a conexão entre a QBO e as anomalias da circulação da estratosfera extratropical, estabelecida na EOF2, não é directamente comparável com os resultados de estudos, que relacionam essas mesma anomalias com a fase da QBO num dado nível ou camada, por exemplo, na camada 40-50 hPa [van Loon e Labitzke, 1993].

A fim de se poderem comparar os resultados aqui obtidos com os resultados de van Loon e Labitzke [1993], calcularam-se os coeficientes de correlação das PCs 1 e 2 da segunda componente baroclínica com os valores médios zonais da componente zonal do vento, nos níveis estratosféricos das reanálises NCEP, sobre o equador. Os valores dos coeficientes de correlação são dados na tabela 4.1. Esses valores são também representados na figura 4.48, conjuntamente com a parte estratosférica da função de estrutura vertical $G_2(p)$ e com a curva de correlação da PC1 com o vento zonal médio na latitude 65° N.

A curva de correlação da PC2 com o vento zonal médio sobre o equador, [fig. 4.48, curva $r(PC2, u(0^\circ))$], apresenta um máximo de 0.72, no nível 30 hPa. A maior sensibilidade da PC2 à fase da QBO, em torno do nível 30 hPa, deve estar relacionada com dois factores que se reforçam: (1) a função de estrutura vertical $G_2(p)$ tem maior peso na camada 20-30 hPa, onde (2) a QBO tem maior amplitude (*cf.* Holton [1992, sec. 12.6]).

A PC1 tem valores elevados de correlação com o vento zonal médio na latitude

Tabela 4.1: Valores dos coeficientes de correlação entre as PCs 1 e 2 da segunda componente baroclínica e os valores médios zonais da componente zonal do vento, em vários níveis estratosféricos sobre o equador. Os valores assinalados com '*' são superiores ao limiar de significância estatística de 99%, e os restantes valores são inferiores ao limiar de significância estatística de 90%.

	$\bar{u}(p)$, p em hPa					
	$\bar{u}(10)$	$\bar{u}(20)$	$\bar{u}(30)$	$\bar{u}(50)$	$\bar{u}(70)$	$\bar{u}(100)$
PC1	-0.10	0.17	0.39*	0.44*	0.40*	0.19
PC2	0.17	0.55*	0.72*	0.49*	0.33*	0.17

65° N [fig. 4.48, curva r (PC1, $u(65^\circ \text{N})$)], ao longo de toda a camada 10-100 hPa, apresentando um máximo pouco pronunciado de 0.91, no nível 30 hPa. A PC1 representa, portanto, anomalias da intensidade do vortex polar, ao longo de toda a camada 10-100 hPa. Por outro lado, a curva de correlação da PC1 com o vento zonal médio sobre o equador, r (PC1, $u(0^\circ)$), apresenta valores superiores ao limiar de significância estatística de 99%, nos níveis 30, 50 e 70 hPa, tendo um valor máximo de 0.44, no nível 50 hPa. Esta correlação significativa da PC1 (vortex polar) com os índices da QBO na baixa estratosfera está de acordo com os resultados obtidos por van Loon e Labitzke [1993, fig. 3a], que indicam que o vortex polar (representado pelo campo do geopotencial no nível 50 hPa) tende a ser mais intenso durante a fase de ventos de oeste do que durante a fase de ventos de leste, na camada 40-50 hPa da estratosfera equatorial.

A EOF2 (fig. 4.45) representa o padrão de covariabilidade entre as 'médias verticais ponderadas' da QBO, na estratosfera equatorial, e da circulação da estratosfera extratropical. Atendendo a este facto, levanta-se a questão de saber se o sinal extratropical da QBO na onda $s = 1$ reflecte um efeito apenas observável nos níveis mais elevados da estratosfera NCEP, ou se, pelo contrário, o sinal é também observável nos níveis mais baixos. Para responder a esta questão, as médias mensais do campo do geopotencial, em cada nível da estratosfera NCEP, foram separadas em dois grupos, de acordo com o valor do vento zonal médio no nível 30 hPa, sobre o equador. Calcularam-se, assim, dois campos médios do geopotencial, um para os meses em que o vento zonal médio, na estratosfera equatorial, era positivo (de oeste), e outro para os meses em que o vento zonal médio era negativo (de leste). No cálculo das médias foram considerados, apenas, os casos em que a diferença entre o valor médio mensal e o valor climatológico do vento fosse superior a meio desvio padrão. Com esta restrição garantiu-se que os ventos de oeste e os ventos de leste correspondiam a anomalias positivas e negativas, respectivamente.

Repetiu-se o procedimento anterior, seleccionando as médias mensais do geopotencial de acordo com as fases do vento zonal médio no nível 50 hPa da estratosfera equatorial.

O mapa no topo da figura 4.49 representa a diferença entre os campos médios do geopotencial no nível 30 hPa da estratosfera extratropical, associados às fases de ventos de oeste e de ventos de leste no nível 30 hPa da estratosfera equatorial (fase de oeste - fase de leste). Cada campo médio foi calculado a partir de 28 médias mensais. A

figura mostra também a diferença entre os campos médios do geopotencial, que foram seleccionados em função da fase do vento no nível 50 hPa da estratosfera equatorial. Neste caso, o campo do geopotencial médio, associado à fase de ventos de oeste, foi calculado com 29 médias mensais e o campo do geopotencial médio, associado à fase de ventos de leste, foi calculado com 21 médias mensais. É importante referir que os mapas da figura 4.49 representam características comuns às encontradas nos respectivos mapas de diferenças dos campos médios do geopotencial nos níveis 10, 20, 30 e 50 hPa da estratosfera NCEP (não mostrados).

A diferença entre os campos médios do geopotencial, associados às fases de oeste e de leste do vento no nível 50 hPa (em baixo na fig. 4.49), está de acordo com os resultados de Holton e Tan [1982] e de van Loon e Labitzke [1993], que associam os ventos de oeste na baixa estratosfera equatorial a uma intensificação do vortex polar, acompanhada por anomalias positivas do geopotencial nas latitudes médias. No entanto, a diferença entre os campos médios do geopotencial, associados a ventos de oeste e a ventos de leste no nível dos 30 hPa (um nível onde a QBO tem amplitude elevada), mostra uma distorção do vortex polar por anomalias dominadas pelo número de onda $s = 1$ (fig. 4.49, topo), tal como indicado pela EOF2.

As figuras 4.50 a 4.52 apresentam os padrões de anomalias zonais das diferenças entre os campos médios do geopotencial, nos níveis 10, 20, 30, 50 e 70 hPa, tendo as médias mensais do geopotencial sido agrupadas de acordo com as fases do vento no nível 30 hPa da estratosfera equatorial. Conforme se pode observar nestas figuras, as fases da QBO, no nível 30 hPa da estratosfera equatorial, aparecem associadas, em todos os níveis da baixa estratosfera extratropical, a distorções do vortex polar, por anomalias dominadas pelo número de onda zonal $s = 1$, parecendo, no entanto, igualmente importantes as anomalias associadas ao número de onda zonal $s = 2$, nos níveis 50 e 70 hPa.

De notar, finalmente, que Holton e Tan [1982] também referiram a existência de um sinal da QBO na amplitude da onda estacionária $s = 1$, no início do Inverno (Novembro-Dezembro), com os maiores valores da amplitude ocorrendo durante a fase de leste da QBO equatorial no nível 50 hPa.

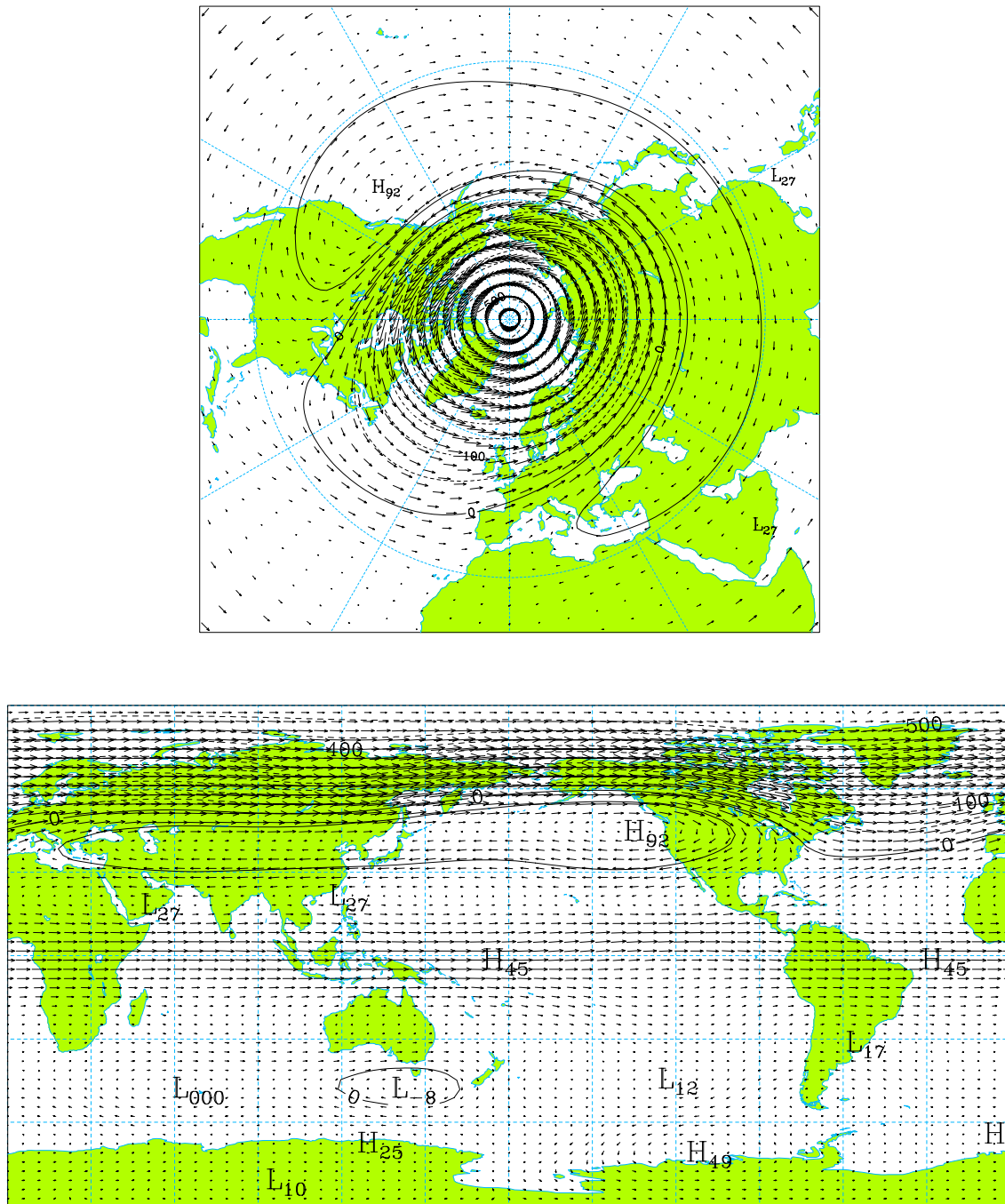


Figura 4.44: Projecções estereográfica polar (*em cima*) e cilíndrica equidistante (*em baixo*) do padrão associado à primeira EOF da segunda componente baroclínica da atmosfera NCEP ($v_{max.} = 16.4 \text{ m s}^{-1}$).

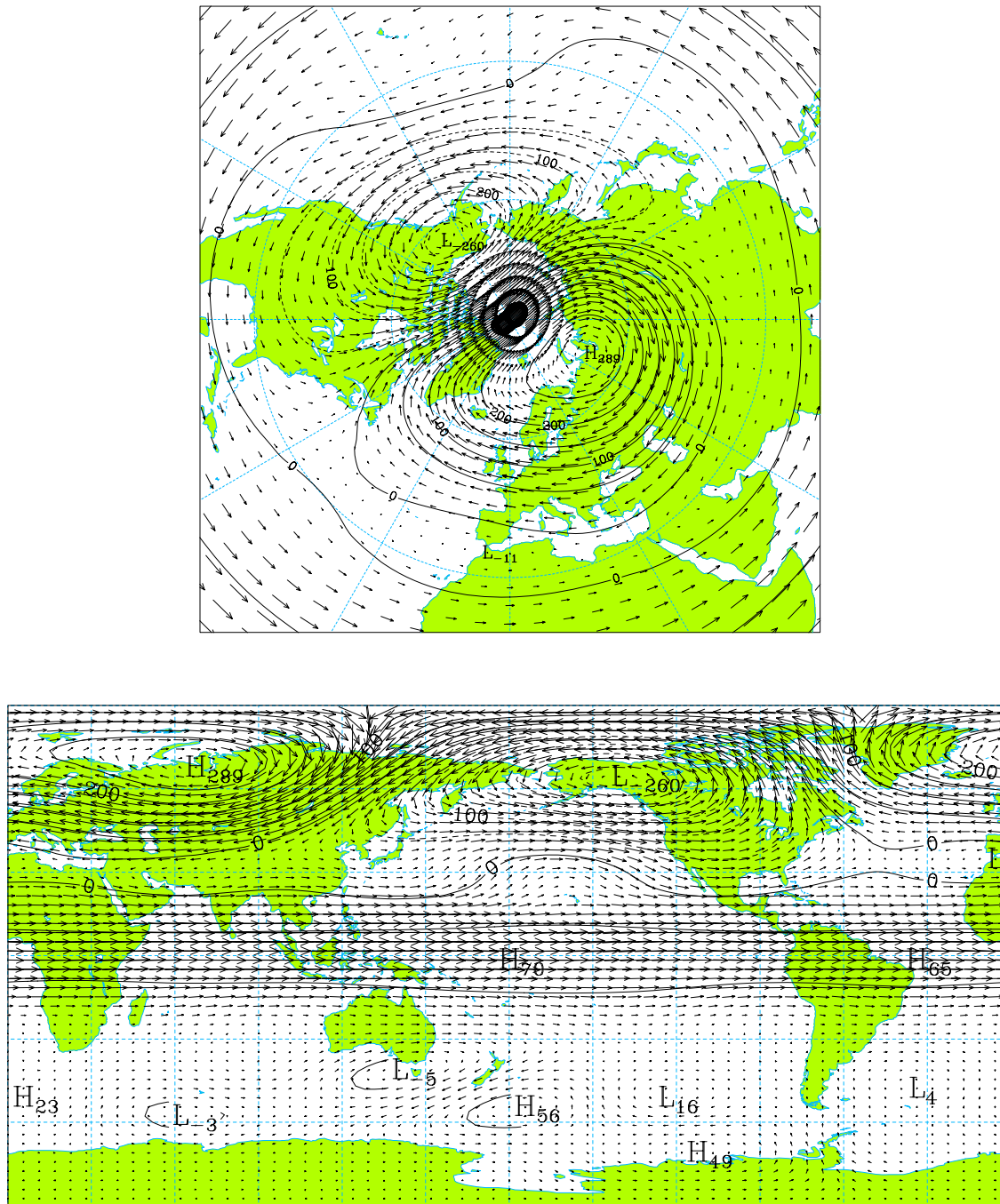


Figura 4.45: Tal como na figura 4.44 mas respeitante à EOF2 ($v_{max.} = 15.2 \text{ ms}^{-1}$).

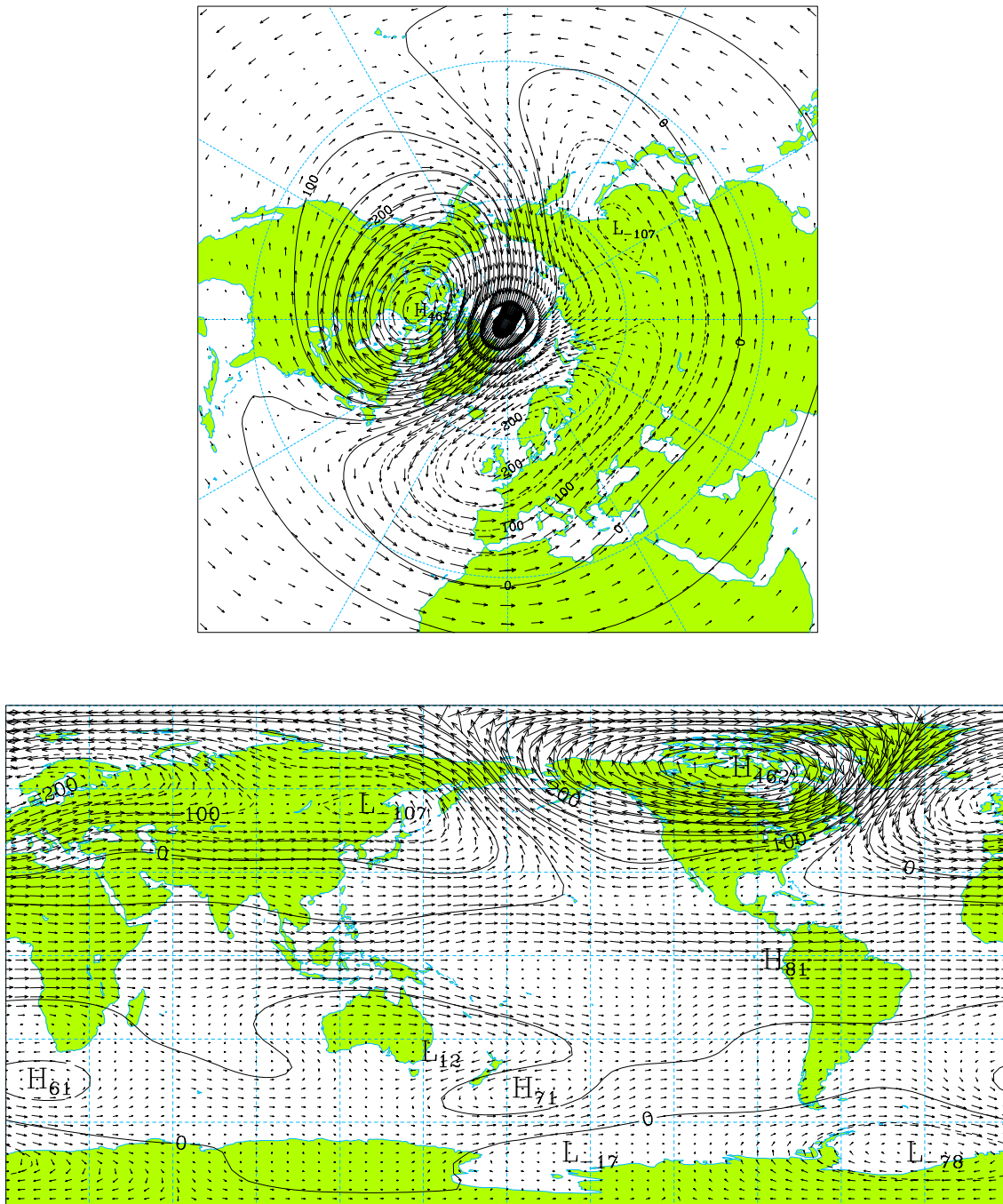


Figura 4.46: Tal como na figura 4.44 mas respeitante à EOF3 ($v_{max.} = 18.1 \text{ m s}^{-1}$).

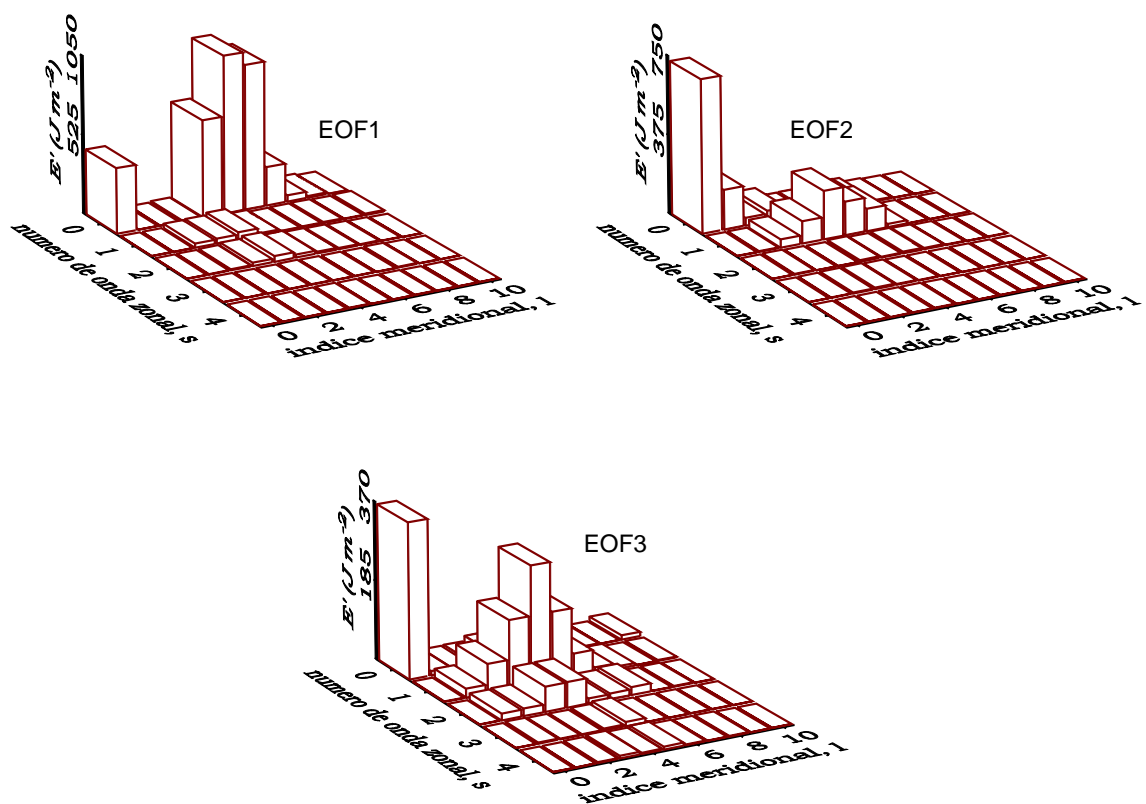


Figura 4.47: Espectros horizontais das energias totais transientes associadas às três primeiras EOFs da segunda componente baroclínica.

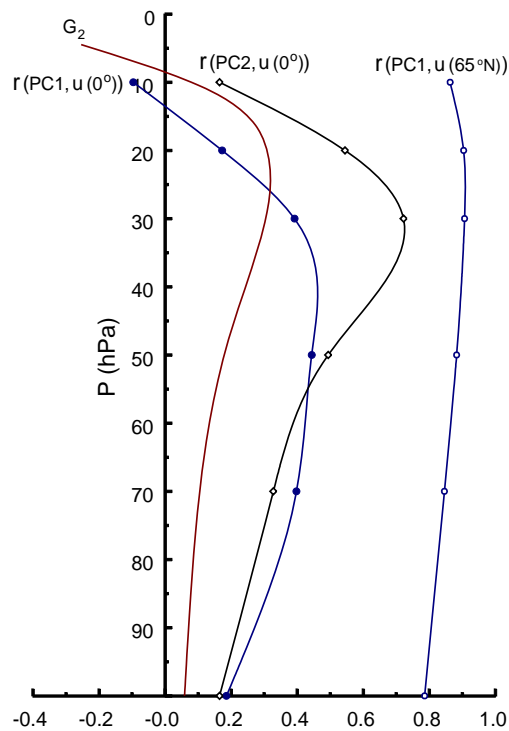


Figura 4.48: Coeficientes de correlação entre as PCs 1 e 2 da segunda componente baroclínica e os valores médios zonais do vento sobre o equador, $r(PC1, u(0^\circ))$ e $r(PC2, u(0^\circ))$, respectivamente; e entre a PC1 e o vento zonal médio na latitude $65^\circ N$, $r(PC1, u(65^\circ N))$. Representa-se também a parte estratosférica da função de estrutura vertical G_2 , dividida por 10.

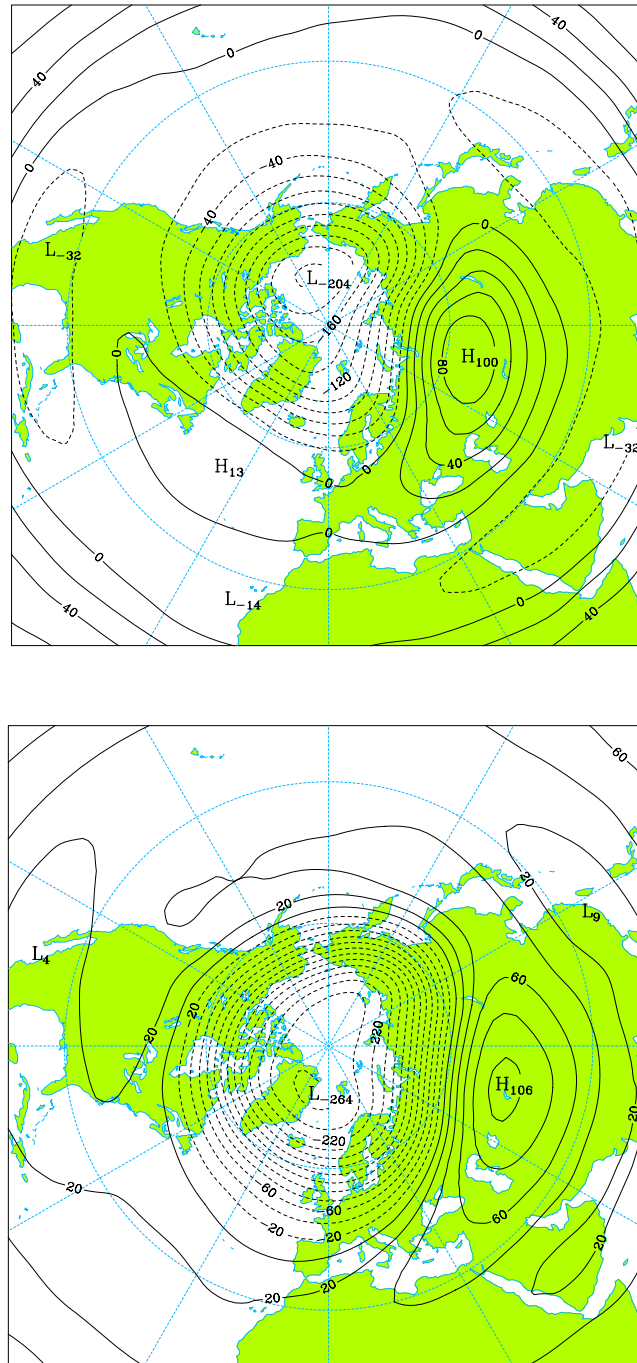


Figura 4.49: (em cima) Diferença entre os campos médios do geopotencial, no nível 30 hPa da estratosfera extratropical, associados às fases de vento de oeste e de vento de leste, no nível 30 hPa da estratosfera equatorial (fase de oeste - fase de leste). (em baixo) A mesma diferença mas com os campos do geopotencial agrupados de acordo com as fases do vento no nível 50 hPa da estratosfera equatorial.

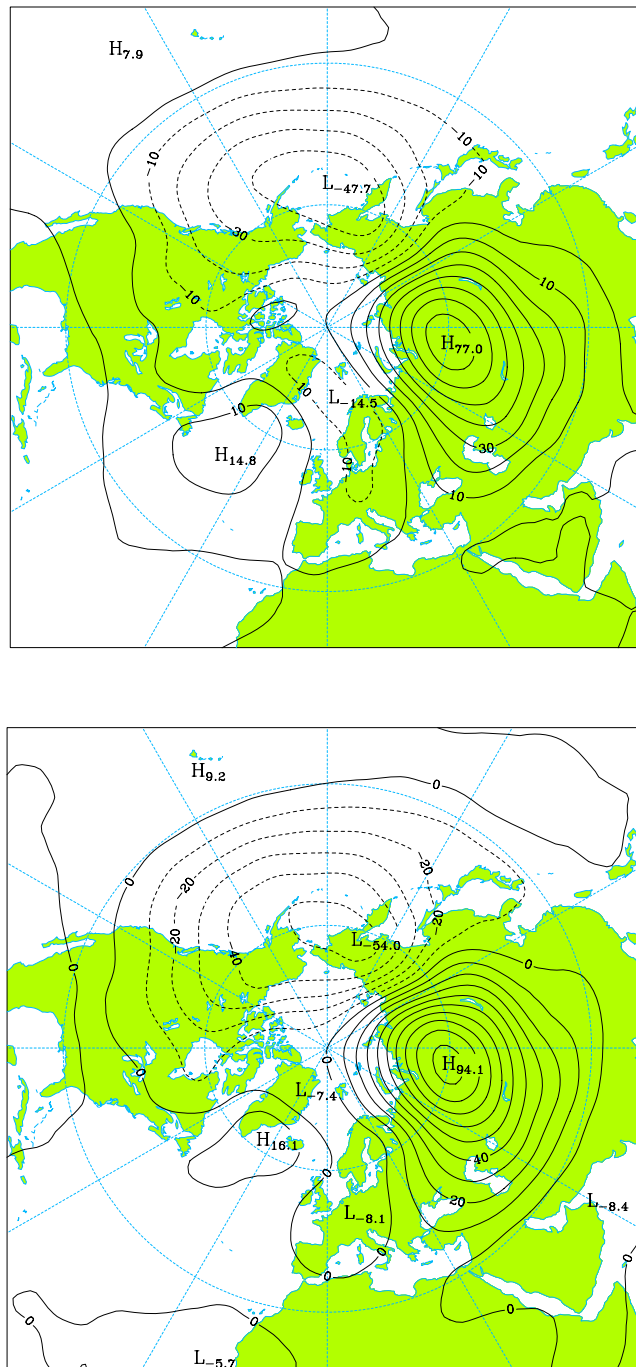


Figura 4.50: Padrões de anomalias zonais das diferenças entre os campos médios do geopotencial associados, respectivamente, às fases de oeste e de leste do vento no nível 30 hPa da estratosfera equatorial (fase de oeste - fase de leste). *No topo* representa-se o padrão das anomalias no nível 70 hPa e, *em baixo*, o padrão das anomalias no nível 50 hPa.

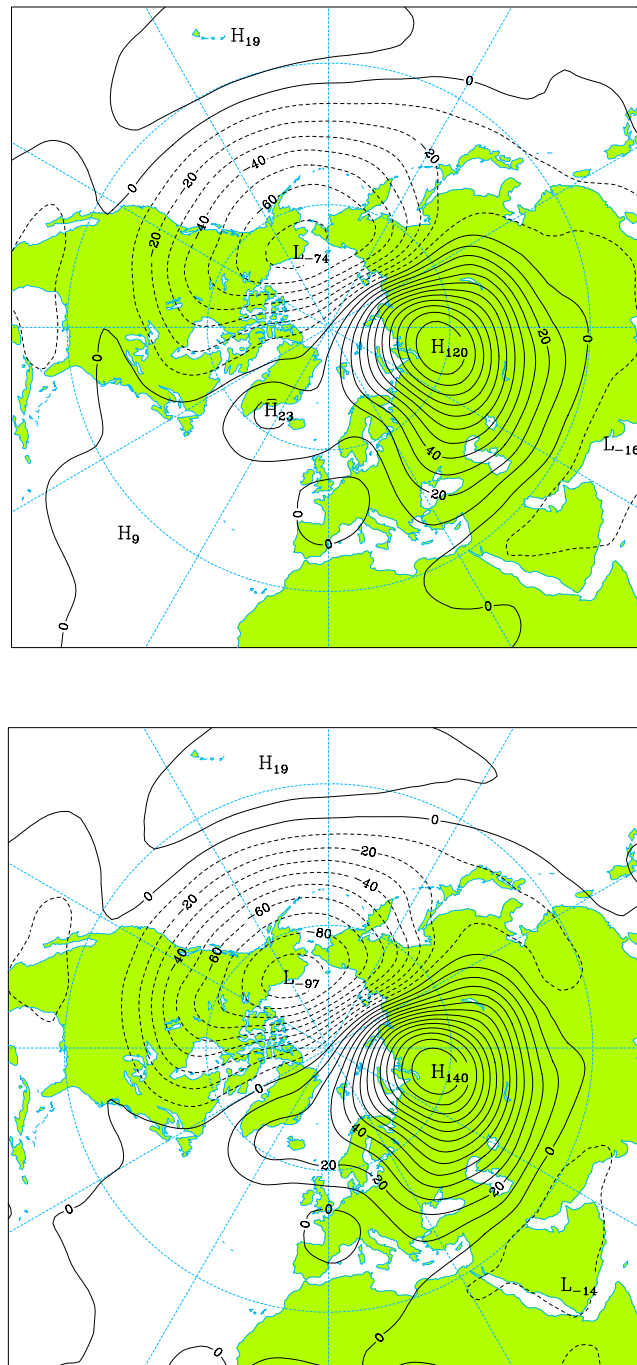


Figura 4.51: Igual à figura 4.50, mas respeitante aos campos do geopotencial nos níveis 30 hPa (*em cima*) e 20 hPa (*em baixo*).

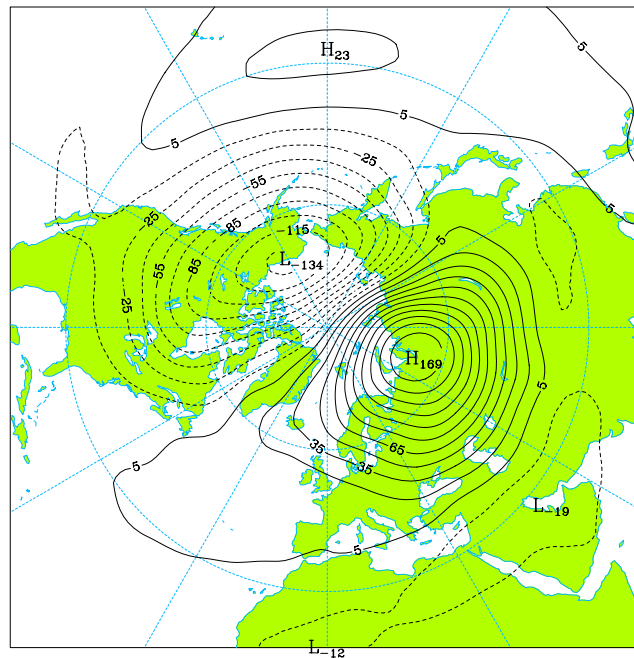


Figura 4.52: Igual à figura 4.50, mas respeitante ao campo do geopotencial no nível 10 hPa.

4.7 Conexão entre as circulações da estratosfera e da troposfera

Um método para o estudo da relação entre a variabilidade da segunda componente baroclínica (circulação estratosférica) e a variabilidade da componente barotrópica (circulação troposférica) seria o cálculo da PCA conjunta das duas componentes. Contudo, dado que a PCA maximiza a variância (energia) e as PCs individuais da componente barotrópica têm muito maior energia do que as PCs individuais da segunda componente baroclínica, será de esperar que os padrões associados à componente barotrópica, no caso da PCA conjunta, resultem semelhantes aos padrões que se obtêm quando se realiza a PCA apenas sobre a componente barotrópica. Esta propriedade da PCA e o facto de as PCs da componente barotrópica, no período de 1973-96, não separarem os sinais da NAO e da PNA, levam a que a PCA conjunta não seja um método adequado ao estudo da conexão entre as variabilidades das circulações da estratosfera e da troposfera, para a série temporal em causa.

O método utilizado neste trabalho baseia-se nos resultados obtidos por Perlwitz e Graf [1995] e Graf e Perlwitz [1998]. O vortex polar representa uma estrutura física

bem documentada e constitui, nos trabalhos daqueles autores, a componente estratosférica de um modo tridimensional de variabilidade da atmosfera, cuja componente troposférica possui uma estrutura semelhante à NAO. Assim, neste trabalho, partindo-se do princípio que a segunda componente baroclínica daquele modo de variabilidade é representada pela EOF1 (fig. 4.44), calculou-se a respectiva componente barotrópica através de uma regressão linear múltipla entre a PC1 da segunda componente baroclínica e as PCs da componente barotrópica.

Na tabela 4.2 apresentam-se os valores das correlações individuais entre a PC1 da segunda componente baroclínica e cada uma das 10 primeiras PCs da componente barotrópica, as quais explicam 67.5% da variabilidade da componente barotrópica.

A variância da PC1 da segunda componente baroclínica, explicada pela regressão linear múltipla, é dada pela soma das variâncias explicadas por cada PC da componente barotrópica individualmente, visto estas PCs serem ortogonais entre si. Assim, consideraram-se apenas as duas primeiras PCs da componente barotrópica para a regressão, obtendo-se um coeficiente de correlação múltipla igual a 0.61. Note-se que, incluindo também a PC5, o valor do coeficiente de correlação múltipla sobe para 0.67, sendo, no entanto, o padrão de regressão muito semelhante ao que se obtém apenas com as duas primeiras PCs.

Na figura 4.53 mostra-se o padrão de regressão, i.e., o padrão associado à combinação linear

$$\frac{1}{\sqrt{a_1^2 + a_2^2}} (a_1 \cdot \text{EOF1} + a_2 \cdot \text{EOF2}) \quad (4.9)$$

das duas primeiras EOFs da componente barotrópica, sendo a_1 e a_2 os parâmetros de regressão associados, respectivamente, à PC1 e à PC2. Este padrão de regressão explica 12.7% da variabilidade da componente barotrópica, no período de 1973-96.

Tal como nos trabalhos de Perlwitz e Graf [1995] e Graf e Perlwitz [1998], o padrão

Tabela 4.2: Valores das correlações entre a PC1 da segunda componente baroclínica e as 10 primeiras PCs da componente barotrópica. Os valores superiores ao nível de significância estatística de 95% são indicados com '*'.

	Componente barotrópica ($m = 0$)									
	PC1	PC2	PC3	PC4	PC5	PC6	PC7	PC8	PC9	PC10
PC1 ($m = 2$)	0.41*	0.46*	0.05	0.08	0.27*	-0.07	0.11	0.03	0.11	0.14

de variabilidade da componente barotrópica (circulação troposférica), associado com a variabilidade da intensidade do vortex polar (PC1, $m = 2$), é semelhante ao padrão da NAO (*cf.* figs. 4.14, 4.19 e 4.53).

Na secção 4.3.1, por inspecção visual dos padrões associados às duas primeiras EOFs da componente barotrópica, bem como dos mapas de correlações das respectivas PCs com o campo da temperatura no nível 850 hPa, sugeriu-se que padrões semelhantes aos da NAO e da PNA poderiam ser obtidos por meio de duas combinações lineares (rotações) daquelas duas EOFs. Como também foi referido, as expressões 4.4 e 4.5 não foram, então, baseadas num critério objectivo.

O padrão da NAO (fig. 4.53) surge, agora, associado à combinação linear 4.9, baseada num critério objectivo; e o padrão associado à combinação linear ortogonal a 4.9, dada por

$$\frac{1}{\sqrt{a_1^2 + a_2^2}} (a_2 \cdot \text{EOF1} - a_1 \cdot \text{EOF2}), \quad (4.10)$$

apresenta, também, uma estrutura semelhante à da PNA (fig. 4.54). De notar que, enquanto nas combinações lineares 4.4 e 4.5 os coeficientes das EOFs 1 e 2 eram iguais, nas combinações lineares 4.9 e 4.10 os valores normalizados dos parâmetros de regressão ($\sqrt{a_1^2 + a_2^2} = 1$) são $a_1 = 0.6$ e $a_2 = 0.8$.

O padrão da PNA, dado pela expressão 4.10, explica 14.1% da variabilidade da componente barotrópica, e o valor da correlação entre a série temporal da projecção da componente barotrópica neste padrão e a PC3 da segunda componente baroclínica é igual a 0.50, um valor superior ao nível de significância estatística de 99%. Esta correlação significativa é um resultado esperado, uma vez que o padrão associado à PC3 da segunda componente baroclínica (fig. 4.46) é semelhante ao padrão estratosférico associado com o segundo par de variáveis canónicas obtido no estudo de Perlwitz e Graf [1995, fig. 7], sendo o respectivo padrão da circulação troposférica semelhante ao da PNA. Perlwitz e Graf [1995] calcularam, ainda, os coeficientes de correlação daquele par de variáveis canónicas com as anomalias médias das SST na região oriental do Pacífico tropical (um índice de El Niño), e obtiveram valores superiores ao nível de significância estatística de 95%.

Para sumariar os resultados obtidos neste trabalho, relativos à conexão entre as circulações estratosférica e troposférica, apresentam-se, na tabela 4.3, os valores das correlações entre as combinações lineares (CL) 4.9 e 4.10 e as PCs 1 e 3 da segunda componente baroclínica ($m = 2$). Apresentam-se, também, os valores das correlações

Tabela 4.3: Valores das correlações entre as combinações lineares (CL) 4.9 e 4.10, as PCs 1 e 3 da segunda componente baroclínica ($m = 2$) e os índices Niño3.4 e NAO. Os valores marcados com '*' e com '**' são superiores, respectivamente, aos níveis de significância estatística de 95% e de 99%.

	CL (4.9)	CL (4.10)	Niño3.4	NAO
CL (4.9)			0.00	0.73**
CL (4.10)	-0.18		0.54**	-0.21
PC1 ($m = 2$)	0.62**	-0.11	-0.11	0.27*
PC3 ($m = 2$)	0.11	0.50**	0.53**	0.07

com o índice Niño3.4 e com um índice da NAO, calculado pela Climatic Research Unit da Universidade de East Anglia, através da diferença normalizada entre as pressões observadas numa estação no sul da Islândia (Reykjavik) e numa estação dos Açores (Ponta Delgada).

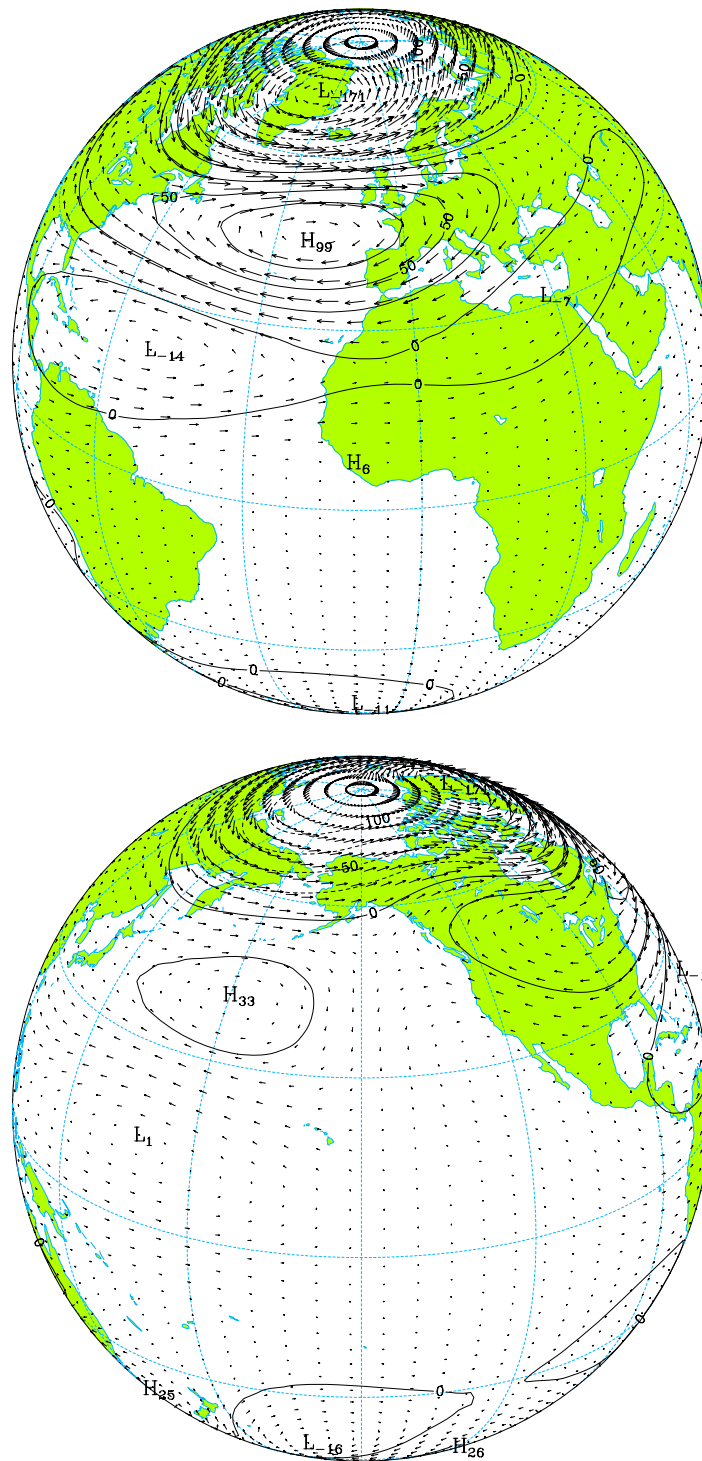


Figura 4.53: Padrão de regressão associado à combinação linear (4.9) das duas primeiras EOFs da componente barotrópica ($v_{max.} = 11.6 \text{ m s}^{-1}$).

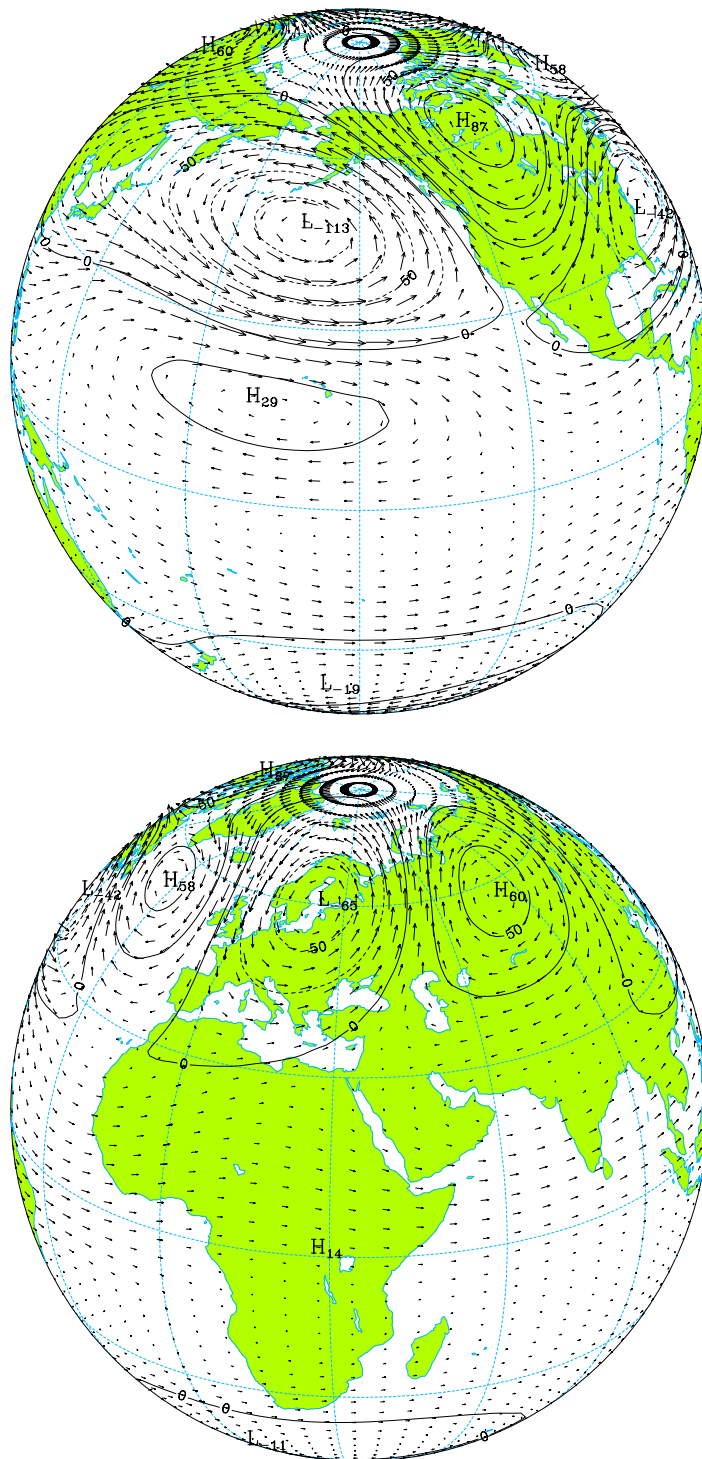


Figura 4.54: Padrão ortogonal ao padrão representado na figura 4.53 ($v_{max.} = 9.0 \text{ ms}^{-1}$).

Capítulo 5

Síntese de Resultados

No presente trabalho analisaram-se as variabilidades livre e forçada da circulação atmosférica global de Inverno (DJF), simulada pela versão VII.1 do AGCM da Universidade de Melbourne. A análise baseou-se num ensemble de 10 integrações independentes da circulação atmosférica, todas forçadas pelos mesmos campos das SSTs e da cobertura dos gelos oceânicos, observados no período de 1979-88. A variabilidade simulada pelo modelo foi comparada com a variabilidade observada, calculada com base nas reanálises do NCEP referentes ao período de 1973-96. No caso da atmosfera reanalisada, além dos modos de variabilidade correspondentes aos analisados nas simulações, estudou-se também a variabilidade da circulação da baixa estratosfera e sua conexão com a variabilidade da circulação troposférica.

A variabilidade da circulação atmosférica foi estimada pelas variabilidades conjuntas dos campos do geopotencial e do vento horizontal, os quais foram, previamente, expandidos nas bases de modos normais das atmosferas de referência do modelo e das reanálises, respectivamente, nos casos das simulações e das observações. A variabilidade foi, assim, calculada no espaço transformado das projecções, sendo quantificada pela energia total transiente média global, por unidade de área horizontal, definida pela energia total associada às anomalias das médias mensais. A expansão na base de modos normais permitiu, também, decompor a variabilidade da circulação global em componentes barotrópicas e baroclínicas bem como nas componentes associadas a ondas gravítico-inerciais e a ondas planetárias (de Rossby).

O modelo simula adequadamente o padrão da variabilidade da componente barotrópica, sobre todo o Pacífico e América do Norte, sendo os valores dos máximos da energia total transiente simulada da ordem de 80% dos valores observados. No entan-

to, sobre o Atlântico Norte, a variabilidade simulada apresenta uma estrutura dipolar tal como nas observações, mas o dipolo simulado encontra-se desviado de cerca de 20° para leste em relação à posição do dipolo observado, e o valor máximo da energia total transiente simulada é apenas 37% do valor máximo da energia total transiente observada, sobre aquela região. Esta diferença entre as variabilidades simulada e observada, sobre o Atlântico Norte, poderá atribuir-se a uma resolução insuficiente do modelo para representar a actividade sinóptica sobre aquela região.

Decompondo o campo da variabilidade do vector $(u, v, \phi)^T$ (energia total transiente), associado à componente barotrópica simulada, nos campos das variabilidades do vento horizontal (energia cinética transiente) e do geopotencial (energia potencial disponível transiente), e comparando-os com os respectivos campos associados à componente barotrópica observada, verificou-se que o modelo simula mais adequadamente a energia cinética transiente. No entanto, convém a este respeito notar que, intervindo o campo do geopotencial na dinâmica do movimento apenas através do seu gradiente e tendo o operador gradiente características de filtro passa-alto, será de esperar que inexactidões nas ondas de maior comprimento de onda se não repercutam, de forma apreciável, na determinação do gradiente do campo do geopotencial. Assim, a análise da variabilidade do vector $(u, v, \phi)^T$, mesmo quando a componente ϕ simulada apresenta certas discordâncias com a correspondente componente observada, será certamente mais adequada para um estudo dinâmico das variabilidades, quer interna (intrínseca à dinâmica do sistema), quer associada ao forçamento oceânico, do que uma análise, mais 'tradicional', restrita a um estudo do campo do geopotencial a um dado nível.

A variabilidade forçada da componente barotrópica simulada apresenta um grande contraste entre o hemisfério a oeste de 60° W que contém todo o oceano Pacífico e a América do Norte e o hemisfério complementar (*cf.* figs. 3.16-3.18). A razão sinal/ruído, E'_{SST}/E'_{INT} , apresenta sobre a região central do Pacífico valores superiores a 70% , indicando que grande parte da variabilidade da circulação intertropical está associada às anomalias das SSTs. No que respeita à circulação extratropical, podem observar-se, sobre o Pacífico Norte e América do Norte, regiões onde a razão sinal/ruído atinge valores entre 10 e 20%, os quais, apesar de pequenos, são muito maiores que os valores obtidos sobre a região do Atlântico Norte e Europa, onde a razão sinal/ruído é inferior a 5%.

Uma análise em componentes principais complexas (CPCA) revelou o padrão de teleconexão da PNA como constituindo o modo de maior variabilidade interna da

componente barotrópica da circulação global simulada (fig. 3.23). Na mesma análise, o padrão de teleconexão da NAO surgiu como o quarto modo de maior variabilidade interna (fig. 3.25), sendo de notar que a razão da NAO surgir apenas como o quarto modo da variabilidade interna se prende com o facto de o modelo subestimar relativamente mais a variabilidade extratropical associada à componente barotrópica sobre a região do Atlântico Norte.

Os resultados da análise conjunta de covariância interna das duas componentes da circulação, associadas às funções de estrutura vertical $G_0(p)$ e $G_4(p)$ da atmosfera simulada, sugerem uma estrutura vertical equivalente à barotrópica para a PNA e características baroclínicas para a NAO (*cf.* figs. 3.28-3.31).

O primeiro padrão de variabilidade da componente barotrópica forçada, simulada pelo modelo, explica aproximadamente metade da respectiva variabilidade (fig. 3.32). Este padrão, obtido através da CPCA da componente forçada, apresenta-se muito semelhante às ilustrações esquemáticas do padrão global das anomalias da circulação, na média e alta troposfera, durante a fase típica de pleno desenvolvimento (DJF) do fenómeno El Niño, propostas por Horel e Wallace [1981] e Karoly [1989] com base em observações. Trata-se de um padrão que, sobre o Hemisfério Norte, apresenta uma estrutura semelhante à da PNA que se prolonga para o Hemisfério Sul, de forma aproximadamente simétrica em relação ao equador, embora com menor amplitude e desfasada na longitude. A associação deste modo de variabilidade com as anomalias das SSTs no Pacífico tropical é confirmada pelo mapa de correlação da PC1 da componente barotrópica forçada com as anomalias das SSTs, em cada nó da malha do campo de forçamento (fig. 3.36, topo). De facto, aquele mapa mostra um padrão de correlação elevada, muito semelhante ao padrão das anomalias das SSTs durante a fase típica de pleno desenvolvimento (DJF) do fenómeno El Niño.

A CPCA realizada sobre a quarta componente baroclínica forçada (componente forçada da circulação projectada sobre a função de estrutura vertical $G_4(p)$) revelou um padrão de circulação associado com as anomalias da circulação de Walker (figs. 3.34 e 3.35, topo). Esse padrão explica 42% da variabilidade forçada da quarta componente baroclínica simulada, e o mapa de correlação da respectiva PC com as anomalias das SSTs, em cada nó da malha do campo de forçamento, confirma a sua relação com a variabilidade das SSTs, no Pacífico tropical, associada ao ciclo ENSO.

O estudo da variabilidade observada da componente barotrópica da circulação atmosférica, descrita pelas reanálises do NCEP, revelou, também, dois modos de variabi-

lidade global, associados aos padrões de teleconexão da NAO e da PNA. Estes padrões de circulação foram obtidos, tal como os respectivos padrões simulados, através de uma CPCA da componente barotrópica das reanálises referentes ao período de Dezembro de 1976 a Fevereiro de 1988 (figs. 4.19 e 4.20). No entanto, no caso das reanálises, o padrão de teleconexão da NAO surgiu como o modo de maior variabilidade, explicando 15.8% da variabilidade da componente barotrópica, tendo o padrão associado à PNA surgido como o segundo modo e explicando 12.9% da variabilidade.

Considerando o período integral, desde de Janeiro de 1973 a Dezembro de 1996, os padrões de teleconexão da NAO e da PNA apenas surgiram como dois modos distintos de variabilidade da circulação global, quando se combinaram linearmente os dois modos de maior variabilidade obtidos pela CPCA da componente barotrópica (figs. 4.14 e 4.15, e figs. 4.53 e 4.54). A necessidade de rodar as duas primeiras EOFs da componente barotrópica, a fim de obter padrões separados para a NAO e a PNA, pode ser interpretada como consequência de flutuações estatísticas de amostragem e/ou da presença, nas reanálises, de variabilidade de escala temporal superior à anual, tal como a associada às diferenças observadas dos regimes de circulação, sobre o Pacífico Norte, entre o período de Dezembro de 1976 a Fevereiro de 1988 e os períodos complementares (*cf.* fig. 4.18).

Os resultados da análise conjunta de covariância das duas componentes da circulação, associadas às funções de estrutura vertical $G_0(p)$ e $G_5(p)$ da atmosfera NCEP, confirmam os resultados obtidos com as simulações, sugerindo que a NAO possui características baroclínicas (figs. 4.32-4.35). Já no que respeita à estrutura vertical da PNA, os resultados não se afiguram conclusivos na medida em que o padrão de covariância, associado à componente barotrópica da atmosfera NCEP, não representa correctamente o padrão de teleconexão da PNA. De facto, no referido padrão os centros da circulação anticiclónica, sobre a América do Norte, e da depressão, ao largo da costa atlântica dos Estados Unidos, surgem desviados para nordeste relativamente à posição dos respectivos centros da PNA (figs. 4.36-4.39).

O cálculo da correlação canónica entre o campo da componente barotrópica da atmosfera NCEP e o índice Niño3.4 (fig. 4.21) revelou um padrão de circulação, associado ao par de variáveis canónicas, muito semelhante ao primeiro padrão forçado da componente barotrópica da circulação simulada. No entanto, os centros de variabilidade, no padrão simulado, surgem desviados de 15 a 30° para oeste relativamente aos respectivos centros do padrão canónico das observações.

O primeiro padrão de variabilidade da quarta componente baroclínica da atmosfera NCEP (fig. 4.25) revela-se muito semelhante ao primeiro padrão forçado da quarta componente baroclínica simulada (fig. 3.34, topo). O facto de o padrão observado, tal como o padrão simulado, representar anomalias da circulação tropical, associadas ao ciclo ENSO, foi, novamente, confirmado pelo padrão de correlação da respectiva PC com as anomalias das SSTs (fig. 4.26, em baixo).

Estudou-se ainda a variabilidade da circulação da baixa estratosfera, com base nas reanálises do NCEP, calculando-se os modos de variabilidade da segunda componente baroclínica e tendo-se concentrado a análise nos três primeiros modos, que representam globalmente 53.7% da variabilidade daquela componente (figs. 4.44-4.46). A PC1 representa as anomalias da intensidade do vortex circumpolar, no Hemisfério Norte, enquanto que o segundo modo de variabilidade representa uma associação entre a QBO, na estratosfera equatorial, e a distorção do vortex polar por anomalias dominadas pelo número de onda zonal $s = 1$. Por sua vez, o terceiro modo representa igualmente uma distorção do vortex polar dominada pelo número de onda zonal $s = 1$, sendo, no entanto, neste caso também importante a contribuição do número de onda zonal $s = 2$.

O estudo da conexão entre as circulações da estratosfera e da troposfera, através do cálculo da correlação simples entre as respectivas PCs bem como de uma regressão linear múltipla entre a PC1 da segunda componente baroclínica e as PCs da componente barotrópica, pôde mostrar que a intensidade do vortex polar se encontra associada à intensidade da NAO, e que o terceiro modo de variabilidade da circulação estratosférica se associa, na troposfera, com a PNA. Estes resultados confirmam os obtidos por outros autores [e.g. Graf *et al.*, 1998; Graf e Perlwitz, 1998], e podem reflectir mecanismos importantes no forçamento da circulação por gases com efeito estufa.

Em face dos resultados obtidos, pode pois concluir-se que a expansão da circulação atmosférica numa base de modos normais mostrou constituir um método, não só adequado, mas sobretudo útil para o estudo da variabilidade global da circulação. Com efeito, para além de características dinâmicas fundamentais retidas nos vectores da base, bem como da capacidade associada de se proceder a filtragens consistentes dos campos da massa e do movimento da atmosfera, a utilidade do método resulta sobretudo do facto de as estatísticas da circulação poderem ser estabelecidas com base na atmosfera global, isto é, tomando toda a informação contida nas variáveis primitivas da circulação, (u, v, ϕ) , e não apenas a informação proveniente de uma variável 'proxy'

da circulação, a um dado nível, de que constitui exemplo o campo do geopotencial aos 500 hPa. Exemplo bem ilustrativo é dado pelo procedimento que levou à obtenção do padrão forçado da componente barotrópica, obtido a partir de uma análise global dos modos de Rossby. De referir, ainda, e a este respeito, os resultados de uma análise mais 'tradicional' da associação entre as fases da QBO equatorial, no nível 50 hPa, e as anomalias da circulação da baixa estratosfera extratropical, que indicavam uma variação da intensidade do vortex polar [van Loon e Labitzke, 1993], enquanto que, neste trabalho, a análise da segunda componente baroclínica revelou uma associação entre a QBO equatorial e a distorção do vortex polar dominada pelo número de onda zonal $s = 1$.

Bibliografia

- Anderson, J. F. e W. F. Stern, 1996. *Evaluating the potential predictive utility of ensemble forecasts*. J. Climate, **9**, 260-269.
- Andrews, D. G., J. R. Holton e C. B. Leovy, 1987. *Middle Atmosphere Dynamics*. Academic Press, 489 pp.
- Barnett, T. P., K. Arpe, L. Bengtsson, M. Ji e A. Kumar, 1997. *Potential predictability and AMIP implications of midlatitude climate variability in two general circulation models*. J. Climate, **10**, 2321-2329.
- Bengtsson, L. O., 1992. *Climate system modeling projects, 705-724*. Climate System Modeling, K. E. Trenberth (ed.), Cambridge University Press, 788 pp.
- Blackmon, M. L., Y.-H. Lee e J. M. Wallace, 1984. *Horizontal structure of 500 mb height fluctuations with long, intermediate and short time scales*. J. Atmos. Sci., **41**, 961-979.
- Boer, G. J., et al., 1991. An intercomparison of the climates simulated by 14 atmospheric general circulation models. Rep. WMO/TD 425, World Meteorol. Soc., Geneva, Switzerland.
- Boer, G. J., et al., 1992. An intercomparison of the climates simulated by 14 atmospheric general circulation models. J. Geophys. Res., **97**, 12771-12786.
- Bretherton, C. S., C. Smith e J. M. Wallace, (1992). *An intercomparison of methods for finding coupled patterns in climate data*. J. Climate, **5**, 541-560.
- Carson, D. J., 1998. *Seasonal forecasting*. Q. J. R. Meteorol. Soc., **124**, 1-26.
- Castanheira, J. M., C. C. DaCamara e A. Rocha, 1999. *Numerical solutions of the vertical structure equation and associated energetics*. Tellus, **51A**, 337-348.

- Chen, W. Y., 1989. *Estimate of dynamical predictability from NCM DERF experiments*. Mon. Wea. Rev., **117**, 1227-1236.
- Chen, W. Y. e H. M. Van den Dool, 1997. *Atmospheric predictability of seasonal, annual, and decadal climate means and the role of the ENSO cycle: A model study*. J. Climate, **10**, 1236-1254.
- Cheng, X., G. Nitsche e J. M. Wallace, 1995. *Robustness of low-frequency circulation patterns derived from EOF and Rotated EOF analyses*. J. Climate, **8**, 1709-1713.
- Cohn, S. E. e D. P. Dee, 1989. *An analysis of the vertical structure equation for arbitrary thermal profiles*. Q. J. R. Meteorol. Soc., **115**, 143-171.
- Davies, J. R., D. P. Rowell e C. K. Folland, 1997. *North Atlantic and european seasonal predictability using an ensemble of multidecadal atmospheric GCM simulations*. Int. J. Climatol., **17**, 1263-1284.
- Deardorff, J. W., 1977. *A parameterization of ground-surface moisture content for use in atmospheric prediction models*. J. Appl. Meteor., **16**, 1182-1185.
- Dütsch, H. U., 1978. *Vertical ozone distribution on a global scale*. Pageoph., **116**, 511-529.
- Eckart, C., 1960. *Hydrodynamics of Oceans and Atmospheres*. Pergamon Press, Oxford, 290pp.
- Fraedrich, K., 1994. *An ENSO impact on Europe? A review*. Tellus, **46A**, 541-552.
- Gates, W. L. e A. B. Nelson, 1975. *A new (revised) tabulation of the Scripps topography on a 1° global grid. Part I : Terrain heights*. The Rand Corporation, R-1276-1-ARPA, 132pp.
- Graf H.-F., I. Kirchner e I. Schult, 1996. *Modelling Mt. Pinatubo climate effects, 219-231*. in: The Mount Pinatubo eruption: Effects on the atmosphere and climate, edited by G. Fiocco, D. Fuà and G. Visconti. NATO ASI series I, Vol. 42, Springer-Verlag.
- Graf H.-F., J. Perlwitz e I. Kirchner, 1997. *Coupled modes of tropospheric and stratospheric circulation in nature and in models*. in: Stratospheric Processes and Their

- Role in Climate (SPARC), Proceedings of the First SPARC General Assembly, Melbourne, Australia, Dec. 1996, WCRP-99, WMO/TD-No. 814, May 1997, 129-132.
- Graf H.-F., I. Kirchner e J. Perlwitz, 1998. *Changing lower stratospheric circulation: The role of ozone and greenhouse gases*. J. Geophys. Res, **103**, D10, 11251-11261.
- Graf H.-F. e J. Perlwitz, 1998. *Secular variability of the North Atlantic Oscillation*. Proceedings of the 2nd European Conference on Applied Climatology, 19-23 October 1998, Vienna, Austria.
- Graham, N. E., T. P. Barnett, R. Wilde, M. Ponater e S. Schubert, 1994. *On the roles of tropical and midlatitude SSTs in forcing interannual to interdecadal variability in the winter Northern Hemisphere circulation*. J. Climate, **7**, 1416-1441.
- Hansen, J. W., A. W. Hodges e J. W. Jones, 1998. *ENSO influences on agriculture in the southeastern United States*. J. Climate, **11**, 404-411.
- Hansen, J. W., J. W. Jones, C. F. Kiker e A. W. Hodges, 1999. *El Niño-Southern Oscillation impacts on winter vegetable production in Florida*. J. Climate, **12**, 92-102.
- Harzallah, A. e R. Sadourny, 1995. *Internal versus SST-forced atmospheric variability as simulated by an atmospheric general circulation model*. J. Climate, **8**, 474-495.
- Holton, J. R., 1992. *An Introduction to Dynamic Meteorology*. Academic Press, 511 pp.
- Holton, J. R. e H.-C. Tan, 1982. *The quasi-biennial oscillation in the Northern Hemisphere lower stratosphere*. J. Meteor. Soc. Japan, **60**, 140-148.
- Horel, J. D. e J. M. Wallace, 1981. *Planetary-scale atmospheric phenomena associated with the Southern Oscillation*. Mon. Wea. Rev., **109**, 813-829.
- Hough, S. S., 1898. *On the application of harmonic analysis to the dynamical theory of the tides – Part II. On the general integration of Laplace's tidal equations*. Phil. Trans. Roy. Soc. London, **A191**, 139-185.
- Ji, M., A. Leetmaa e V. E. Kousky, 1996. *Coupled model predictions of ENSO during the 1980s and the 1990s at the National Centers for Environmental Prediction*. J. Climate, **9**, 3105-3120.

- Karoly, D. J., 1989. *Southern Hemisphere circulation features associated with El Niño-Southern Oscillation events*. J. Climate, **2**, 1239-1252.
- Kasahara, A. e K. Puri, 1981. *Spectral representation of three-dimensional global data by expansion in normal mode functions*. Mon. Wea. Rev., **109**, 37-51.
- Kawamura, R., M. Sugi e N. Sato, 1995. *Interdecadal and interannual variability in the northern extratropical circulation simulated with the JMA global model. Part I: Wintertime leading mode*. J. Climate, **8**, 3006-3019.
- Kumar, A. , M. Ji, A Leetmaa e P. Sardeshmukh, 1996. *Assessing a GCM's suitability for making seasonal predictions*. J. Climate, **9**, 115-129.
- Kushnir, Y. e J. M. Wallace, 1989. *Low-frequency variability in the Northern Hemisphere winter: geographical distribution, structure and time-scale dependence*. J. Atmos. Sci., **46**, 3122-3142.
- Kutzbach, J. E., 1992. *Modeling large climatic changes of the past, 669-688*. Climate System Modeling, K. E. Trenberth (ed.) Cambridge University Press, 788 pp.
- Lau, N.-C., 1988. *Variability of the observed midlatitude storm tracks in relation to low-frequency changes in the circulation pattern*. J. Atmos. Sci., **45**, 2718-2743.
- Lau, N.-C. e M. J. Nath, 1996. *The role of the "atmospheric bridge" in linking tropical Pacific ENSO events to extratropical SST anomalies*. J. Climate, **9**, 2036-2057.
- Leith, C. E., 1973. *The standard error of time-average estimates of climate means*. J. Appl. Meteor., **12**, 1066-1069.
- Leith, C. E., 1978. *Predictability of climate*. Nature, **276**, 352-355.
- Li, Z.-X., 1999. *Ensemble atmospheric GCM simulation of climate interannual variability from 1979 to 1994*. J. Climate, **12**, 986-1001.
- Longuet-Higgins, M. S., 1968. *The eigenfunctions of Laplace's tidal equations over a sphere*. Phil. Trans. Roy. Soc. London, **A262**, 511-607.
- Lorenz, E. N., 1970. *Climate change as a mathematical problem*. J. Appl. Meteor., **9**, N. 3, 325-329.

- Lorenz, E. N., 1982. *Atmospheric predictability experiments with a large numerical model*. *Tellus*, **34**, 505-513.
- Lorenz, E. N., 1990. *Can chaos and intransitivity lead to interannual variability?* *Tellus*, **42A**, 378-389.
- Madden, R. A., 1976. *Estimates of the natural variability of time-averaged sea-level pressure*. *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 942-952.
- Manabe, S. e R. F. Strickler, 1964. *Thermal equilibrium of the atmosphere with a convective adjustment*. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 361-385.
- Manabe, S. e R. T. Wetherald, 1967. *Thermal equilibrium of the atmosphere with a given distribution of relative humidity*. *J. Atmos. Sci.*, **24**, 241-259.
- McAvaney, B. J., W. Bourke e K. Puri, 1978. *A global spectral model for simulation of the general circulation*. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1557-1583.
- Milliken, G. A. e D. E. Johnson, 1984. *Analysis of messy data: Vol. I. Designed experiments*. New York: Van Nostrand Reinhold, Co.
- Nakamura, H., M. Tanaka e J. M. Wallace, 1987. *Horizontal structure and energetics of Northern Hemisphere winter teleconnection patterns*. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 3377-3391.
- Palmer, T. N. e D. L. T. Anderson, 1994. *The prospects for seasonal forecasting—A review paper*. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **120**, 755-793.
- Peixoto, J. P. e Habraham H. Oort, 1992. *Physics of Climate*. American Institute of Physics, 520 pp.
- Perlwitz, J. e Hans-F. Graf, 1995. *The statistical connection between tropospheric and stratospheric circulation of the Northern Hemisphere in winter*. *J. Climate*, **8**, 2281-2295.
- Philander, S. G., 1990. *El Niño, La Niña, and the Southern Oscillation*. Academic Press, 293 pp.
- Phillips, J., B. Rajagopalan, M. Cane e C. Rosenzweig, 1999. *The role of ENSO in determining climate and maize yield variability in the U.S. cornbelt*. *Int. J. Climatol.*, **19**, 877-888.

- Pitcher, E. J., M. L. Blackmon, G. T. Bates e S. Muñoz, 1988. *The effect of North Pacific sea surface temperature anomalies on the January climate of a general circulation model*. J. Atmos. Sci., **45**, 173-188.
- Renshaw, A. C., D. P. Rowell e C. K. Folland, 1998. *Wintertime low-frequency weather variability in the North Pacific-American sector 1949-93*. J. Climate, **11**, 1073-1093.
- Richman, M. B., 1986. *Rotation of principal components*. J. Climatol., **6**, 293-335.
- Rodwell, M. J., D. P. Rowell e C. K. Folland, 1999. *Oceanic forcing of the wintertime North Atlantic Oscillation and European climate*. Nature, **398**, 320-323.
- Ropelewski, C. F. e M. S. Halpert, 1989. *Precipitation patterns associated with the high index phase of the Southern Oscillation*. J. Climate, **2**, 268-284.
- Rowell, D. P., C. K. Folland, K. Maskell e M. N. Ward, 1995. *Variability of summer rainfall over tropical north Africa (1906-92): Observations and modelling*. Q. J. R. Meteorol. Soc., **121**, 669-704.
- Rowell, D. P., 1998. *Assessing potential seasonal predictability with an ensemble of multidecadal GCM simulations*. J. Climate, **11**, 109-120.
- Saravanan, R., 1998. *Atmospheric low-frequency variability and its relationship to midlatitude SST variability: Studies using the NCAR Climate System Model*. J. Climate, **11**, 1386-1404.
- Scheffé, H., 1959. *The analysis of variance*. John Wiley and Sons, 477 pp.
- Schneider, S. H., 1992. *Introduction to climate modeling*, 3-26. Climate System Modeling, K. E. Trenberth (ed.) Cambridge University Press, 788 pp.
- Schubert, S. D., 1986. *The structure, energetics and evolution of the dominant frequency-dependent three-dimensional atmospheric modes*. J. Atmos. Sci., **43**, 1210-1237.
- Smith, T. M. e R. E. Livezey, 1999. *GCM systematic error correction and specification of the seasonal mean Pacific-North America region atmosphere from global SSTs*. J. Climate, **12**, 273-288.

- Simmonds, I., 1985. *Analysis of the 'spinup' of a general circulation model*. J. Geophys. Res., **90**, 5637-5660.
- Simmonds, I., G. Trigg e R. Law, 1988. *The climatology of the Melbourne University general circulation model*. Publication No. 31, Department of Meteorology, University of Melbourne, 67 pp.
- Simmonds, I. e A. H. Lynch, 1992. *The influence of pre-existing soil moisture content on Australian winter climate*. Int. J. Climatol., **12**, 33-54.
- Sneddon, Ian N., 1974. *The use of integral transforms*. TMH edition, McGraw-Hill, 539 pp.
- Stern, W. e K. Miyakoda, 1995. *Feasibility of seasonal forecasts inferred from multiple GCM simulations*. J. Climate, **8**, 1071-1085.
- Shukla, J., 1998. *Predictability in the midst of chaos: a scientific basis for climate forecasting*. Science, **282**, 728-731.
- Swarztrauber, P. N. e A. Kasahara, 1985. *The vector harmonic analysis of Laplace's tidal equations*. SIAM J. Sci. Stat. Comput., **6**, 464-491.
- Tanaka, H. L., 1994. *Normal mode energetics of the general circulation during the FGGE winter*. Sci. Rept., Inst. Geosci., Univ. Tsukuba, Sect. A, **15**, 1-19.
- Trenberth, K. E., 1985. *Potential predictability of geopotential heights over the Southern Hemisphere*. Mon. Wea. Rev., **113**, 54-64.
- van Loon, H. e K. Labitzke, 1993. *Interannual variations in the stratosphere of the Northern Hemisphere: A description of some probable influences*. Interactions Between Global Climate Subsystems, The Legacy of Hann. Geophysical Monograph 75, IUGG Vol. 15.
- Wallace, J. M., 1996. *Observed climate variability: Spatial structure, 31-81*. Decadal Climate Variability, edited by D. Anderson and J. Willebrand. NATO ASI Series I, Vol. 44, Springer, 493 pp.
- Wallace, J. M. e D. S. Gutzler, 1981. *Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter*. Mon. Wea. Rev., **109**, 784-812.

- Walland, D. J. e I. Simmonds, 1996. *Sub-grid-scale topography and the simulation of Northern Hemisphere snow cover*. Int. J. Climatol., **16**, 961-982.
- Warren, S. G., C. J. Hahn, J. London, R. M. Chervin e R. L. Jenne, 1988a. *Global distribution of total cloud cover and cloud type amounts over land*. US Dept. of Energy/Office for Energy Research/National Center for Atmospheric Research, Washington, DC, DOE/ER/60085-H1 NCAR/TN-273+STR.
- Warren, S. G., C. G. Hahn, J. London, R. M. Chervin e R. L. Jenne, 1988b. *Global distribution of total cloud cover and cloud type amounts over the ocean*. US Dept. of Energy/Office for Energy Research/National Center for Atmospheric Research, Washington, DC, DOE/ER-0406 NCAR/TN-317+STR.
- Webster, P. J. e H.-R. Ghang, 1988. *Equatorial energy accumulation and emanation regions: impacts of a zonally varying basic state*. J. Atmos. Sci., **45**, 803-829.