



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-2232-TDL/063

**Um estudo sobre o desenvolvimento de distúrbios de escala
intermediária com um modelo de equações primitivas de alta resolução
vertical**

Satyamurty Prakki

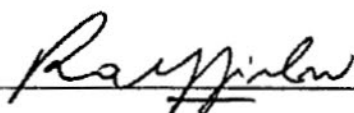
Tese de Doutorado em Meteorologia, orientada por Nelson de Jesus Parada, aprovada
em 10 de março de 1981.

INPE
São José dos Campos
1981

1. Publicação nº <i>INPE-2232-TDL/063</i>	2. Versão	3. Data <i>Set., 1981</i>	5. Distribuição ☐ Interna ☒ Externa ☐ Restrita
4. Origem <i>DRH/DME</i>	Programa <i>FRH/MET</i>		
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>INSTABILIDADE BAROCLÍNICA</i> <i>ONDAS SUBSINÓTICAS</i>			
7. C.D.U.: <i>551.510.52</i>			
8. Título <i>UM ESTUDO SOBRE O DESENVOLVIMENTO DE DISTÚRBIOS DE ESCALA INTERMEDIÁRIA COM UM MODELO DE EQUAÇÕES PRIMITIVAS DE ALTA RESOLUÇÃO VERTICAL</i>		10. Páginas: <i>87</i>	
		11. Última página: <i>80</i>	
		12. Revisada por <i>V.B. Rao</i> V.B. Rao	
9. Autoria <i>Prakki Satyamurty</i>		13. Autorizada por <i>Nelson de Jesus Parada</i> Nelson de Jesus Parada Diretor	
Assinatura responsável 			
14. Resumo/Notas <i>As ondas sinóticas (L ~ 400 km) são explicadas pela teoria quase-geostrófica da instabilidade baroclínica clássica. Nas zonas frontais sobre a região Centro-Sul da America do Sul, ondas da escala intermediária (L ~ 1500 km) se desenvolvem com evidência suficiente da manifestação de instabilidade baroclínica. Estabilidade linear dos estados básicos encontrados nas vizinhanças das frentes térmicas fracas idealizadas, é examinada. Os perfis verticais do vento zonal e da temperatura potencial básicos são aproximados pelas funções do tipo tangente hiperbólico. Um modelo das equações primitivas de Boussinesq com alta resolução vertical é usado. Modos instáveis da escala intermediária são gerados, quando a curvatura do vento básico em baixos níveis é negativa. Quando a curvatura nos níveis é positiva, ondas de escala intermediária aparecem para pequenos valores da estabilidade e do cisalhamento (Número de Richardson não necessariamente pequeno) ou para certas distribuições verticais do aquecimento diabático devido à liberação de calor latente na baixa troposfera. Se o aquecimento diabático for ausente e a curvatura for desfavorável, a inclusão do arrasto da superfície produz um pico adicional da taxa de crescimento nas escalas intermediárias. A amplitude da onda com a maior taxa de crescimento, nas escalas intermediárias, é confinada na baixa troposfera, e a taxa de crescimento aumenta com a inclusão do aquecimento diabático.</i>			
15. Observações <i>Tese de Doutorado em Meteorologia, aprovada em 10 de março de 1981.</i>			

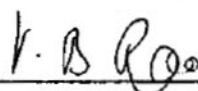
Aprovado pela Banca Examinadora
em cumprimento dos requisitos exigidos
para a obtenção do Título de Doutor em
Meteorologia

Dr. Ralf Gielow



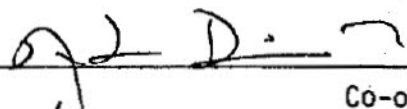
Presidente

Dr. V. B. Rao



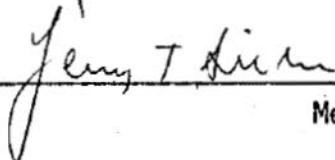
Orientador

Dr. Antonio Divino Moura



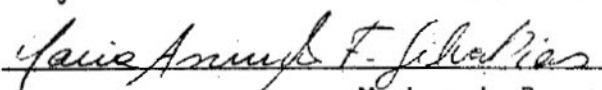
Co-orientador

Dr. Jerzy Tadeusz Sielawa



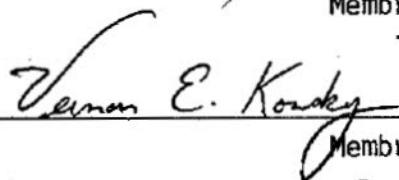
Membro da Banca
-convidado-

Dra. Maria A. Silva Dias



Membro da Banca
-convidada-

Dr. Vernon Edgar Kousky



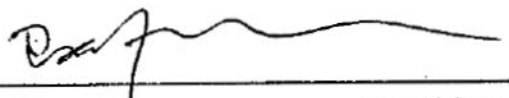
Membro da Banca

Dr. Luiz Gylvan Meira Filho



Membro da Banca

Prakki Satyamurty



Candidato

São José dos Campos, 10 de março de 1981

À minha esposa, Alivelu Mangatayaru,
e as minhas filhas, Aruna, Amuradha e
Purnina.

ÍNDICE

	<u>Pág.</u>
ABSTRACT	<i>iv</i>
LISTA DE FIGURAS	<i>v</i>
LISTA DE TABELAS	<i>vii</i>
LISTA DE SÍMBOLOS	<i>viii</i>
<u>CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO</u>	1
1.1 - Alguns fatos observados	1
1.2 - Instabilidade baroclínica	9
1.3 - Resumo e o problema proposto	12
<u>CAPÍTULO II - FORMULAÇÃO MATEMÁTICA</u>	15
2.1 - Equações básicas	15
2.2 - Aquecimento diabático devido à liberação de calor latente	22
2.3 - Método de resolução	26
2.4 - Estrutura e energética das ondas instáveis	30
2.5 - Estado básico nas zonas frontais	32
<u>CAPÍTULO III - RESULTADOS COM OS PERFIS TEÓRICOS</u>	37
3.1 - Modelo no plano-f	37
3.2 - Modelo no plano- β	54
3.3 - Resumo dos resultados	64
<u>CAPÍTULO IV - SUMÁRIO E CONCLUSÕES</u>	67
AGRADECIMENTOS	73
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	75

ABSTRACT

The synoptic waves ($L \sim 4000$ km) are explained by the classical quasi-geostrophic baroclinic instability theory. In the frontal zones over the southcentral region of South America, waves of the intermediate scale ($L \sim 1500$ km) are observed to develop with sufficient evidence of the manifestation of baroclinic instability. Linear stability of basic states encountered in the vicinity of idealized weak thermal fronts is examined. Vertical profiles of the basic zonal wind and potential temperature are taken to be of the hyperbolic tangent type. A Boussinesq primitive equation model with high vertical resolution is used. Unstable modes of intermediate scales are generated when the curvature of the basic flow in the lower levels is negative. Even if the curvature in the lower levels is positive, intermediate-scale unstable modes appear for smaller static stability and shear (Richardson number not necessarily small) or for certain vertical distributions of diabatic heating due to the liberation of latent heat in the lower troposphere. If the diabatic heating is not allowed for and the curvature is unfavorable, inclusion of surface drag produces an additional growth-rate peak in the intermediate scales. The amplitude of the most unstable intermediate-scale wave is confined to the lower troposphere and its growth rate increases with the inclusion of diabatic heating.

LISTA DE FIGURAS

I.1	- Sequência de imagens de satélite dos dias 12 e 13 de abril de 1976	4
I.2	- Sequência de imagens de satélite dos dias 14 e 15 de abril de 1979	5
I.3	- Carta meteorológica da superfície às 12:00 TMG no dia 15 de abril de 1979	6
I.4	- Secção tempo x altura dos ventos observados no período de 13 a 17 de abril de 1979 sobre Porto Alegre ...	7
II.1	- Perfis idealizados do parâmetro η (aquecimento devido à liberação de calor latente)	25
II.2	- Grade vertical usada para resolver numericamente o problema de instabilidade baroclínica	27
II.3	- Campos teóricos, através de uma zona frontal idealizada, que corta a superfície em 30° S.	35
II.4	- Perfis de $\bar{u}$ e $\bar{\theta}$ usados para obter os espectros de instabilidade	36
III.1	- Espectro de instabilidade dos casos 1 e 2	42
III.2	- Estrutura vertical das ondas com a taxa máxima de crescimento (OMC) dos casos 1 e 2	42
III.3	- Espectros de instabilidade dos casos 3, 4 e 20	42
III.4	- Estrutura vertical das OMCs do caso 4	42
III.5	- Espectros de instabilidade dos casos 5, 6 e 7	45
III.6	- Espectros de instabilidade dos casos 8 e 9	46
III.7	- Espectros de instabilidade dos casos 10, 11 e 21	47
III.8	- Espectros de instabilidade dos casos 12, 13 e 19	48
III.9	- Espectros de instabilidade dos casos 14, 15 e 16	49
III.10	- Estrutura completa da onda $L = 2000$ km do caso 18	50
III.11	- Espectros de instabilidade dos casos 17 e 18	52
III.12	- Estrutura da onda de escala média no caso 21	53
III.13	- Espectros de instabilidade dos casos 22, 23 e 24	56
III.14	- Espectros de instabilidade dos casos 25 e 26	57
III.15	- Espectros de instabilidade dos casos 27, 28, 29 e 30.	58
III.16	- Estruturas verticais das ondas da escala intermediária (com arrasto) e do modo de Eady-Charney	59
III.17	- Energéticas dos modos de Eady-Charney dos casos 23 e 28 (a); e das OMCs do caso 30 (b)	61

III.18 - Espectros de instabilidade dos casos 31 e 32	62
III.19 - Energéticas dos casos 4 (a), 20 (b) e 32 (c)	63
III.20 - Espectros de instabilidade dos casos 33 e 34	64

LISTA DE TABELAS

III.1 - Lista dos perfis teóricos idealizados	38
III.2 - Características dos casos em que os espectros de instabilidade são obtidos com o modelo no plano-f	41
III.3 - Características dos casos em que os espectros de instabilidade são obtidos com o modelo no plano- β	54
IV.1 - Comparação das características do distúrbio de escala intermediária observado e resultados teóricos	70

LISTA DE SÍMBOLOS

- a - constante que determina a intensidade da zona frontal ($m\ s^{-2}$).
- A - coeficiente de $(d^2\tilde{w}/dz^2)$.
- A_f - fator de ampliação.
- A'_n - coeficiente de $\tilde{w}_{n+1}$.
- B - coeficiente de $(d\tilde{w}/dz)$.
- B' - coeficiente de $\tilde{w}_n$.
- c - $(c_r + ic_i)$, velocidade da fase complexa ($m\ s^{-1}$).
- C - coeficiente de $\tilde{w}$.
- C_p - calor específico de ar seco a pressão constante.
- C' - coeficiente de $\tilde{w}_{n-1}$.
- d - largura da zona frontal (m).
- $D = [\beta - (k^2 + \ell^2) \delta']$ e também para designar a dissipação no ciclo de energia.
- D' - coeficiente de $\tilde{w}_*$.
- f - parâmetro de Coriolis ou componente vertical da vorticidade da Terra (s^{-1}).
- $F = (f - d\bar{u}/dy)$ (s^{-1}).
- F - termo forçante devido ao aquecimento diabático.
- g - aceleração da gravidade da Terra ($m\ s^{-2}$).
- G - designa a geração no ciclo de energia.
- H - taxa de aquecimento diabático ($cal\ s^{-1}$).
- $i = \sqrt{-1}$; também um sufixo que designa a parte imaginária.
- I - matriz unitária.
- $K = R/C_p$; também um índice do nível
- $k = (2\pi/L)$, número da onda zonal (m^{-1}).

- K - energia cinética ($\text{m}^2 \text{s}^{-2}$).
- ℓ - número de onda meridional (m^{-1}).
- L - comprimento de onda na direção x (m).
- $\underline{M}$ - uma matriz.
- n - índice de nível na vertical.
- N - número total de níveis na vertical.
- $\underline{N}$ - uma matriz.
- p - pressão (mb).
- $\underline{P}$ - uma matriz.
- q - vorticidade pseudopotencial.
- Q - uma matriz.
- r - sufixo que designa a parte real.
- R - constante de gás do ar ($\text{cal g}^{-1} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$).
- R_e - designa a parte real.
- R_i - número de Richardson.
- R_o - número de Rossby.
- $\underline{R}$ - uma matriz
- S - estabilidade estática (s^{-2}).
- $\underline{S}$ - uma matriz.
- t - tempo (s)
- T - temperatura ($^\circ\text{K}$).
- u - componente zonal do vento (m s^{-1}).
- v - componente meridional do vento (m s^{-1}).
- w - velocidade vertical (m s^{-1}).
- x - coordenada na direção zonal apontando para leste (m).
- y - coordenada na direção meridional apontando para norte (m).

- z - coordenada vertical apontando para cima (m).
- α - coeficiente da fricção de Rayleigh (s^{-1}).
- β - $(\partial f / \partial y)$ tomando zero ou constante ($m^{-1} s^{-1}$).
- γ - parâmetro que define a inclinação vertical da zona frontal.
- δ = $(\bar{u} - c)$ ($m s^{-1}$).
- δ' = $(\delta - i\alpha/k)$ ($m s^{-1}$).
- η - função distribuidora do aquecimento (adimensional).
- θ - temperatura potencial ($^{\circ}K$).
- ϕ - geopotencial ($m^2 s^{-2}$).
- $(\bar{})$ - designa quantidades de estado básico.
- $()'$ - designa desvio.
- $(\tilde{})$ - amplitude, função de y e z.
- $(\tilde{})$ - amplitude, função de z somente.
- $()_0$ - quantidade de referência.
- DEM - distúrbio de escala média.
- EI - espectro de instabilidade.
- HN - Hemisfério Norte.
- HS - Hemisfério Sul.
- OMC - onda com a taxa máxima de crescimento.
- P1, P2 etc. - perfis verticais idealizados do estado básico.
- PnL - perfil linear correspondente ao Pn.
- RIOC - região de instabilidade nas ondas curtas.
- RIOM - região de instabilidade nas ondas intermediárias ou médias.
- SA - Continente Sul Americano.

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

1.1 - ALGUNS FATOS OBSERVADOS

Os sistemas meteorológicos extratropicais, responsáveis pelo tempo na Região Sul do Brasil, tem uma escala típica de alguns milhares de quilômetros e aproximam-se do Continente Sul Americano (SA), vindo do oceano Pacífico, nas latitudes 40° - 60° S. Estes sistemas são caracterizados por bandas de nuvens frontais, que ficam alinhadas na direção de sudeste para noroeste. À medida que estes sistemas se deslocam para leste, as frentes frias aparentemente deslocam-se para nordeste, produzindo abundante precipitação na Região Sul do Brasil e na sua vizinhança. Um estudo detalhado da climatologia das frentes no Hemisfério Sul (HS) em geral foi feito por Taljaard (1972). Este estudo mostra que o sul do Brasil é afetado pela penetração de frentes em ambas as estações do ano, verão e inverno. A penetração da frente fria no inverno é mais para o norte do que no verão. O número de frentes que chegam até 10° S no inverno é quase duas vezes maior que no verão. Embora estas observações estejam baseadas somente nos dados do Ano Geofísico Internacional, as conclusões parecem aceitáveis diante da experiência meteorológica do dia a dia.

Um estudo de Satyamurty et alii (1980) mostra que a Cordilheira dos Andes força um cavado orográfico na região próxima ao litoral centro-leste do continente. Neste estudo, argumenta-se que o efeito de tal cavado é o de manter as bandas frontais na Região Sudeste do Brasil por alguns dias, provocando uma precipitação prolongada nesta região. As fontes e sumidouros de calor devidos ao contraste térmico continente-oceano têm grande influência sobre a intensidade deste cavado estacionário (Kousky e Alonso, 1981).

Um exame diário das imagens de cobertura de nuvens obtidas por satélites mostra desenvolvimentos locais ("*in situ*") dos sistemas baroclínicos na vizinhança das frentes frias. Os desenvolvimentos são

de várias escalas, desde convecção de mesoescala até as ondas sinóticas. Aglomerados de nuvens convectivas, em algumas ocasiões, organizam-se em vórtices com escala horizontal de 1500-2000 km. Existem ocasiões em que sistemas sinóticos com escala maior que 3000 km se desenvolvem na região de 30° - 40° S do continente SA. Carleton (1979) estudou e categorizou os vórtices ou ciclones que aparecem no inverno no HS em geral. Examinando imagens de nuvens para os invernos de 1973 a 1977 Carleton (1979) conseguiu identificar vários tipos de vórtices. Ciclogênese pode ocorrer tanto como desenvolvimento de uma onda na frente preexistente quanto na sua retaguarda ou até mesmo na ausência do sistema frontal. O primeiro tipo é designado por Carleton pela letra W e o segundo tipo, que aparece nas imagens na forma de uma vírgula invertida, é designado pelas letras A e B. A região compreendida entre 45° S e 60° S e entre 55° W - 90° W é a mais ciclogênética (vejam-se as Figura 2, 3, 4 de Carleton, 1979). Entretanto, a única região continental preferida por ciclogênese é a Região Centro-Leste do SA. Aquele estudo não contém discussão sobre as escalas espaciais e temporais desses ciclones.

Uma cuidadosa inspeção sequencial de um ano (de abril de 1979 até março de 1980) das imagens de satélites mostrou cerca de 30 casos de desenvolvimento de ciclones de todas as escalas sobre o SA. Alguns desses ciclones vinda do oeste se amplificam sobre o continente após terem passado a Cordilheira dos Andes. Cerca de 10 casos mostram uma escala de ordem de ≤ 2000 km. ciclogênese desta escala tem sido observado no mar Japonês e cognominado por meteorologistas japoneses por "Distúrbios de escalas média ou intermediária" (DEM) (Matsumoto et alii, 1970 e 1971). Estes DEMs diferem de distúrbios de escala sinótica das latitudes médias em vários aspectos. As características importantes de DEM, como dadas por Gambo (1976) são: 1) As suas escalas temporais e espaciais são da ordem de 2 dias e 1500 km, respectivamente, 2) O núcleo (ou interior) deles é relativamente quente e 3) Eles não aparecem associados com cavado na alta troposfera e ficam confinados nos baixos níveis. Reed (1979) publicou um trabalho observacional sobre ciclones de menor escala na corrente do ar polar e mostrou evidência de desenvolvimento de ciclones com dimensões da ordem de 1.000 a 1.500 km. Eles aparecem como aglomerados de nuvens em forma de vírgula, são mais fre

quentes no inverno e se localizam no lado ciclônico do jato nas regiões caracterizadas por forte cisalhamento ciclônico e instabilidade condicional até 500 mb. O local preferido por este tipo de DEM é o Atlântico Sul, próximo à costa argentina. Sobre o SA as observações indicam que o desenvolvimento de DEM tem uma ligeira preferência para estações de transição, nas vizinhanças do Paraguai e Norte da Argentina. Esses DEMs deslocam-se para leste com uma velocidade variável e dissipam-se dentro de 2 dias.

Uma sequência de imagens do satélite SMS, dada na Figura I.1, mostra um DEM, do tipo observado por Reed (1979) no golfe de Alaska, formado na retaguarda de um sistema frontal. A escala horizontal e a velocidade da fase deste DEM são de ~ 1.000 km e $\sim 5 \text{ m s}^{-1}$, respectivamente.

A Figura I.2 mostra as fases de amplificação e de dissipação de um DEM, que aparece numa forma de vírgula invertida, sobre o Paraguai e o Norte da Argentina. A amplificação iniciou-se por volta das 0900 TMG do dia 14 de abril de 1979 e a dissipação começou às 2100 TMG do dia seguinte. As escalas horizontal e temporal advectiva estimadas deste distúrbio são de 1.500 km e 2 dias, respectivamente. Seguindo-se o centro do distúrbio, pode-se estimar também a sua velocidade de fase relativa à Terra em torno de 8 m s^{-1} , que é compatível com as escalas horizontal e temporal. A análise de pressão na superfície (nível do mar) do mesmo distúrbio no dia 15 às 1200 TMG dada na Figura I.3, confirma a estimativa da escala horizontal. A secção tempo x altura dos ventos observados sobre Porto Alegre (31° S, 51° W), dada na Figura I.4, mostra a passagem do distúrbio no nível de 700 mb e confirma a escala temporal advectiva.



Fig.I.1 - Sequência de imagens de satélite dos dias 12 e 13 de abril de 1976.

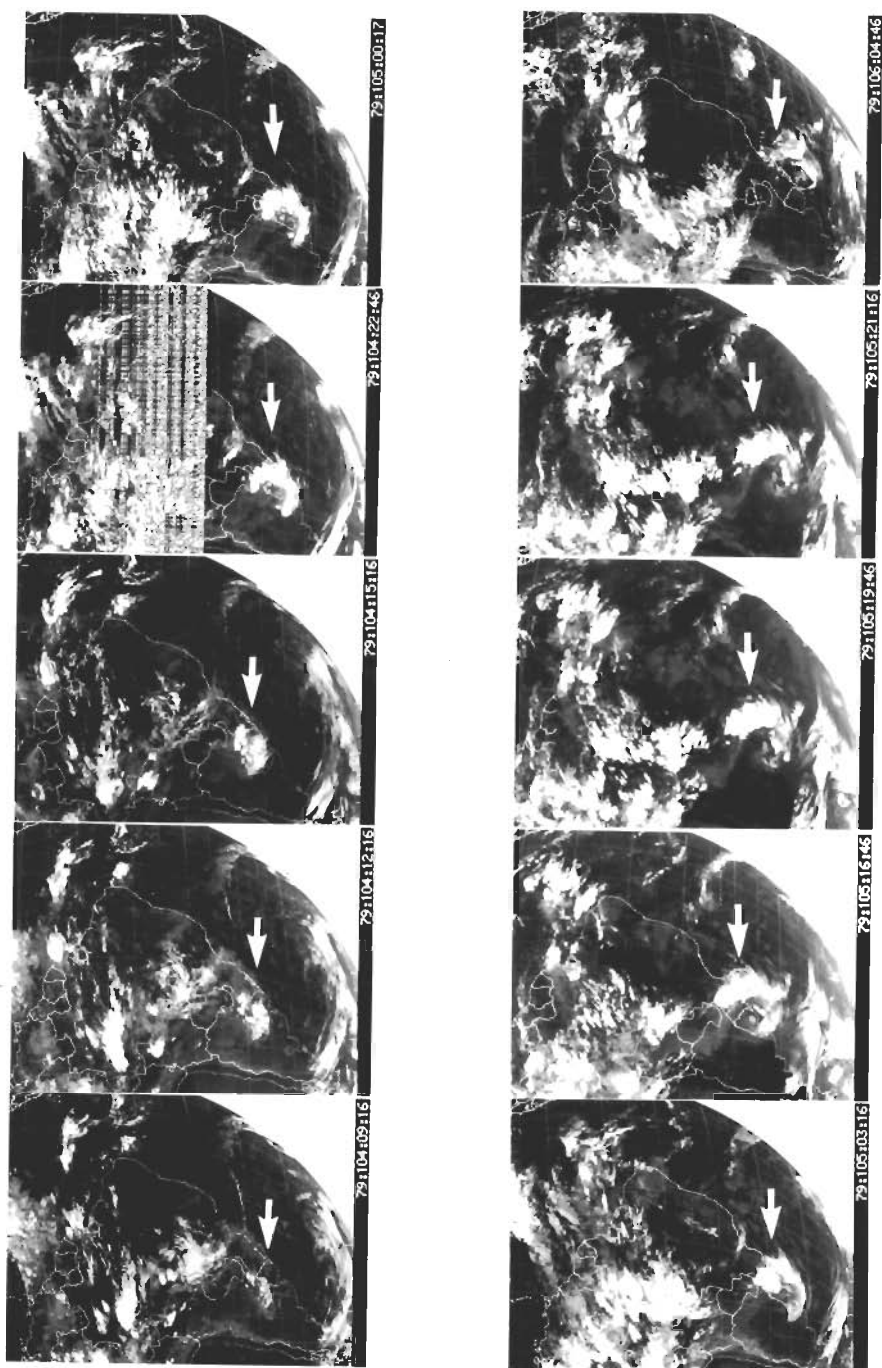


Fig.I.2 - Sequência de imagens de satélite dos dias 14 e 15 de abril de 1979.

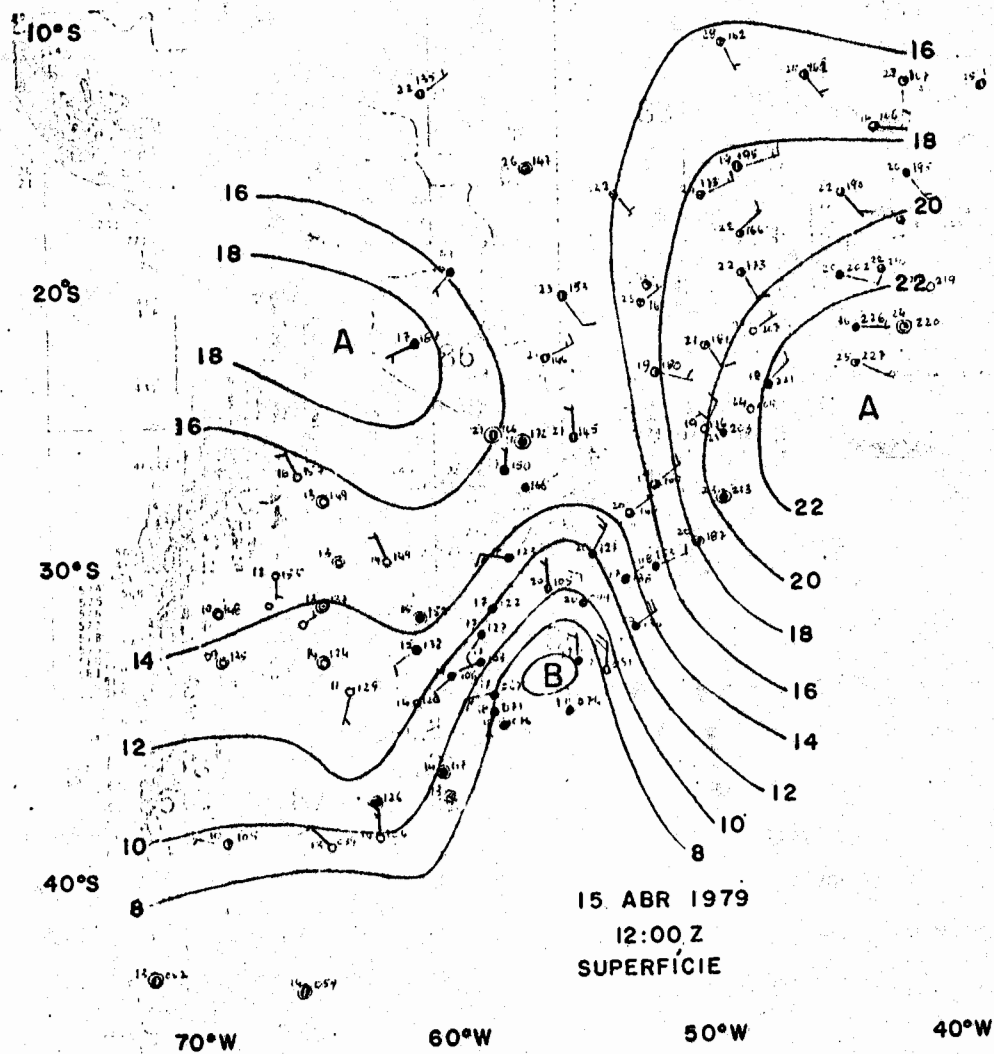


Fig. I.3 - Carta meteorológica da superfície às 12:00 TMG no dia 15 de abril de 1979.

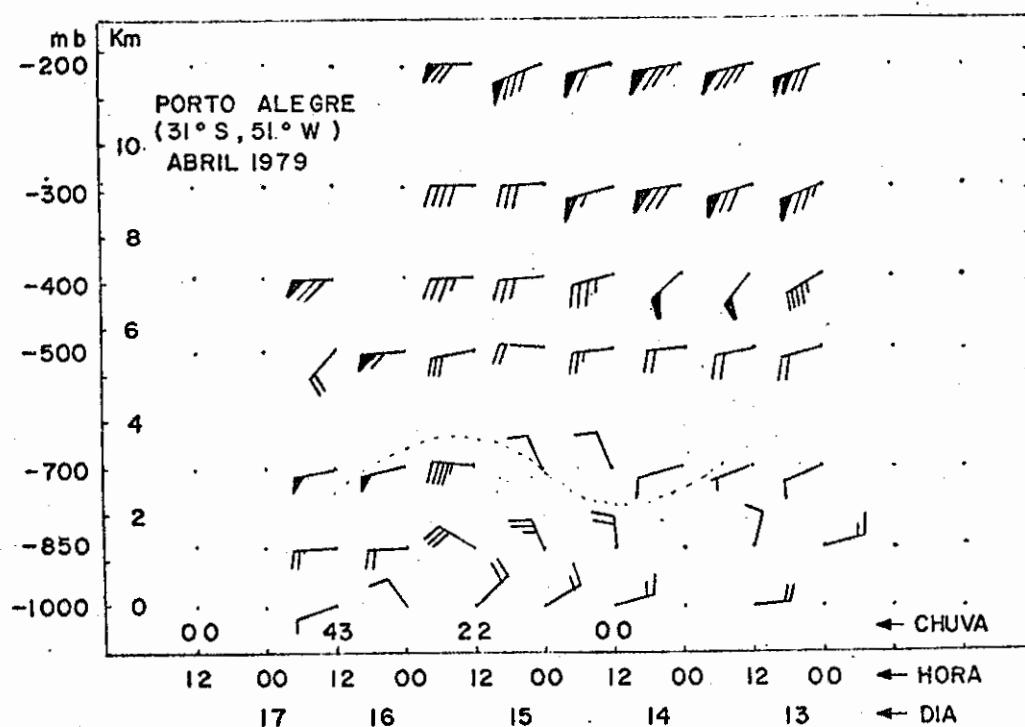


Fig. I.4 - Secção tempo x altura dos ventos observados do período de 13 a 17 de abril de 1979 sobre Porto Alegre. (A quantidade de precipitação está em mm. Mostra a passagem de uma onda no nível de 700 mb).

A precipitação de 24 horas antecedentes, em mm, está anotada na Figura I.4. Nota-se que a precipitação começou algumas horas antes da passagem de baixa e continuou intensa totalizando 65 mm num período de 30 horas. A mesma figura mostra que a magnitude dos ventos nos níveis de 700 e 500 mb aumentou e nos níveis superiores diminuiu depois da amplificação e passagem do sistema. Em outras palavras, houve a destruição parcial do cisalhamento vertical, indicando a manifestação do mecanismo de instabilidade baroclínica para a amplificação do sistema.

Assim, o tempo e a precipitação na Região Sul do Brasil e a sua vizinhança são devido ao efeito combinado dos três fenômenos importantes; os sistemas sinóticos (de escala ≥ 3.000 km), as ondas estacionárias de larga escala, e os DEMs que se desenvolvem nas vizinhanças da zona baroclínica preexistente.

O mecanismo de desenvolvimento dos DEMs sobre o continente pode ser a instabilidade baroclínica com ou sem a contribuição do aquecimento diabático associado com a atividade convectiva de pequena escala. Para os sistemas que se desenvolvem nas águas relativamente quentes do Atlântico, perto do litoral argentino, o aquecimento devido ao calor sensível pode ser importante.

O presente trabalho propõe-se a examinar a instabilidade baroclínica do tipo de fluxos que se apresentam nas zonas baroclínicas encontradas nas vizinhanças de grandes sistemas frontais para um possível entendimento da natureza do DEM em comparação e em contraste com as perturbações de escala sinótica. Para tanto, apresenta-se primeiramente uma revisão de estudos sobre instabilidade baroclínica, existentes na literatura.

1.2 - INSTABILIDADE BAROCLÍNICA

A vulnerabilidade dos escoamentos com cisalhamento às perturbações infinitesimais é conhecido como instabilidade hidrodinâmica. O escoamento básico é dito instável se uma perturbação tende a aumentar sua amplitude às custas da energia do estado básico. A situação é dita estável se o estado básico tende a ganhar energia da perturbação. A instabilidade hidrodinâmica é subdividida em vários tipos, sendo os dois mais importantes (conhecidos como responsáveis pela presença das perturbações que causam prolongado tempo) as instabilidades baroclínica e barotrópica. No primeiro tipo de instabilidade, as perturbações alimentam-se da energia potencial do estado básico e no segundo tipo, retiram-lhe energia cinética. As ondas baroclínicas transientes são eficientes em transportar calor e quantidade de movimento na horizontal e na vertical, portanto, a presença delas é muito importante na manutenção da circulação geral da atmosfera (Phillips, 1954).

Os fundamentos da teoria de instabilidade baroclínica foram estabelecidas por Charney (1947) e Eady (1949). Posteriormente, vários trabalhos importantes foram publicados, cada um deles tocando num aspecto diferente da instabilidade baroclínica. Charney estudou a estabilidade dos escoamentos zonais que dependem linearmente da altura numa atmosfera semi-infinita e continuamente estratificada. Ele obteve modos normais instáveis em toda a região do espectro do lado de baixos comprimentos da onda da curva de instabilidade marginal. A instabilidade aumenta com o cisalhamento e com a latitude. O modelo de Charney é quase-geostrófico num plano- β (isto é, o parâmetro de Coriolis, f , e a sua variação meridional, β , são tomados constantes) e uma estratificação muito próxima da neutra. A última característica é que todas as ondas curtas são instáveis. Eady investigou a instabilidade de um escoamento zonal que também depende linearmente da altura, mas compreendido entre duas placas rígidas horizontais. Ele tomou f constante (plano- f) e uma estabilidade estática suficientemente alta, obtendo modos normais instáveis em toda a região de espectro do lado de grandes comprimentos da onda da curva de instabilidade marginal. A instabilidade

de ondas muito longas, no seu estudo, é devido a ausência do parâmetro β .

Juntamente as características dos dois modelos, o espectro de instabilidade baroclínica tem os seguintes aspectos: 1) Cortes nos dois lados com uma "onda de taxa máxima de crescimento" (OMC) no meio, 2) Existe um cisalhamento crítico, abaixo do qual todas as ondas são neutras, 3) A curva de taxa máxima de crescimento inclina para menores comprimentos da onda e menores valores de cisalhamento. Esta inclinação diminui na região de cisalhamento alto. 4) Para os cisalhamentos e estabilidade estáticas observadas na alta-troposfera, a OMC tem um comprimento da ordem de 4.000 km. 5) As ondas instáveis mostram uma inclinação para oeste com altura. (Veja-se a Figura 4 de Kuo, 1952).

Stone (1966) estudou este problema com a intenção de aplicar a teoria para atmosferas planetárias em geral. Para isto, tomou o modelo de Eady e permitiu a variação meridional das perturbações. Neste caso, a instabilidade baroclínica convencional (do tipo Charney e Eady) domina para R_i s (Número de Richardson) maiores que 0,95; instabilidade "simétrica" (quando o comprimento da onda meridional tende para zero) domina para $1/4 < R_i < 0,95$; e a instabilidade Kelvin-Helmholtz para R_i menor que $1/4$.

A teoria convencional de instabilidade baroclínica consegue explicar satisfatoriamente a existência e as características dos distúrbios observados de escala sinótica nas latitudes médias e altas. A curiosidade dos meteorologistas modernos, porém, não terminou aí. Vários autores tentaram explicar fenômenos responsáveis por temporais violentos e de escala menor, como os ciclones tropicais, empregando a teoria de instabilidade baroclínica, juntamente com outros mecanismos, tais como o aquecimento diabático, principalmente o devido à liberação de calor latente. Neste sentido são notáveis as publicações de Ooyama (1964), Charney e Eliassen (1964) e Kuo (1965). Os resultados destes estudos não foram muito satisfatórios no sentido de explicar a escala preferencial para o desenvolvimento das OMCs. Autores como Nitta (1964) e Rasmussen (1979) examinaram a influência do aquecimento devido à libera

ção de calor latente, sobre as perturbações baroclínicas de latitudes médias e altas. A validade da inclusão do efeito da liberação de calor latente por nuvens convectivas nas perturbações incipientes é um pouco questionável. Entretanto, a sua inclusão para explicar instabilidades secundárias, tais como os DEMs, que se desenvolvem na vizinhança das zonas frontais preexistentes, não deve provocar objeções sérias.

Para explicar o desenvolvimento e as características dos DEMs, Tokioka (1972) e, posteriormente, Gambo (1976) e Ferreira (1977) fizeram análises lineares. Tokioka tomou um modelo não-geostrófico e não-hidrostático que inclui os efeitos de aquecimento e transporte de momentum das nuvens convectivas. Os seus resultados indicam a possibilidade de dois tipos de DEM: Um quando R_i é suficientemente pequeno ($R_i < 1$) e outro devido ao aquecimento diabático. O primeiro tem a menor escala meridional (instabilidade simétrica; veja-se Stone, 1966) e o segundo tem o comprimento de ondas meridional, L_y , menor que 600 km. Ambos têm uma escala finita na direção da ordem de 1500 km. A estrutura vertical desses DEMs mostra uma inclinação para oeste na alta troposfera e uma pequena inclinação para leste nos baixos níveis. A troca de momentum convectiva na vertical não tem grandes efeitos sobre os DEMs. Gambo tomou um modelo hidrostático e obteve soluções analíticas aproximadas. Ele também obteve resultados semelhantes aos de Tokioka. Estes trabalhos mostram claramente a importância do valor de R_i e do aquecimento devido à liberação de calor latente. Os dois estudos discutidos neste parágrafo têm limitações sérias em considerar somente perfis de vento lineares e escoamento em plano-f.

Staley e Gall (1977) usando um modelo quase-geostrófico de 4 níveis obtiveram vários resultados interessantes sobre a instabilidade baroclínica. Eles sugerem que os DEMs podem ser gerados por um mecanismo de instabilidade baroclínica pura, desde que a resolução vertical seja suficientemente alta e o valor de R_i nos baixos níveis seja suficientemente baixo.

Nitta e Ogura (1972) simularam numericamente desenvolvimento de DEM num modelo de 6 níveis, que inclui os efeitos de convecção úmida. Começando com um estado de baroclinidade fraca, eles obtiveram um DEM após uma integração de 6 dias do modelo. Este DEM tem uma escala horizontal de 1500 km, com a amplitude máxima abaixo do nível de 700mb, e quase sem inclinação na vertical. É importante ressaltar que com um modelo seco não se conseguiu produzir um DEM.

1.3 - RESUMO E O PROBLEMA PROPOSTO

Uma síntese de toda a discussão deste capítulo é apresentada a seguir:

- 1) Os distúrbios de escala média (DEM), com escalas horizontais e temporais da ordem de 1500 km e 2 dias, têm sido observados nas zonas frontais no Hemisfério Norte. Eles são confinados na baixa troposfera e não apresentam uma inclinação para oeste na vertical (Matsumoto et alii, 1970).
- 2) Uma inspeção sequencial das imagens de cobertura de nuvens obtidas por satélites da Região Sul Americana (SA) revela ciclogênese local sobre o continente (Carleton, 1979). Alguns desses ciclones, aparentemente, têm a mesma escala de DEM (Figuras I.1 e I.2).
- 3) A instabilidade baroclínica, incluindo aquecimento diabático devido à liberação de calor latente, aparentemente explica o desenvolvimento deste tipo de ciclogênese (Tokioa, 1972). Também, a instabilidade baroclínica pura num escoamento com pequenos valores de R_i nos baixos níveis pode gerar um DEM (Staley e Gall, 1977).

- 4) Nenhum desses estudos teóricos examinou os efeitos da curvatura do perfil vertical, do parâmetro β ou da fricção sobre o espectro de instabilidade nas escalas menores que a sinótica.

Baseando-se nas considerações descritas, propõe-se estudar, no presente trabalho, a estabilidade baroclínica dos escoamentos, básicos teóricos, que se encontram em zonas baroclínicas associadas com grandes sistemas frontais idealizadas pelo método das pequenas perturbações, focalizando a atenção nos efeitos da curvatura dos perfis, do parâmetro β , da fricção e do aquecimento devido à liberação de calor latente.

CAPÍTULO II

FORMULAÇÃO MATEMÁTICA

2.1 - EQUAÇÕES BÁSICAS

Neste capítulo propõe-se um modelo matemático consistente para estudar o problema do desenvolvimento das ondas nas vizinhanças de zonas baroclínicas ou frontais. Os efeitos não geostroficos tornam-se importantes quando a escala espacial da onda é pequena (≤ 1000 km). Portanto, considera-se um modelo de equações primitivas com a simplificação da aproximação de Boussinesq. Tal modelo tem sido usado por vários autores, como inclusive, o proprio Eady (1949) e Duffy (1975). No presente estudo os efeitos de fricção e do aquecimento diabático são incluídos. Assim, as equações básicas podem ser escritas na seguinte forma:

$$\frac{du}{dt} + \frac{\partial \phi}{\partial x} - fv + \alpha u = 0 \quad (\text{II.1})$$

$$\frac{dv}{dt} + \frac{\partial \phi}{\partial y} + fu + \alpha v = 0 \quad (\text{II.2})$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.3})$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = \frac{g}{C_p T} H \quad (\text{II.4})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = g \frac{\theta}{\theta_0} \quad (\text{II.5})$$

onde

$$\theta = T(p_0/p)^K - \theta_0 ; \quad K = R/C_p \quad (II.6)$$

$$\phi = C_p \theta_0 (p/p_0)^K + gz \quad (II.7)$$

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z} \quad (II.8)$$

Nestas equações, p_0 e θ_0 são valores constantes de referência da pressão e da temperatura potencial, α é o coeficiente de fricção Rayleigh, H é a taxa de aquecimento diabático, e os demais símbolos têm o significado usual (veja-se a Lista de Símbolos). As Equações II.1 e II.2, II.4 e II.5 são obtidas usando-se a aproximação $\theta_0 \gg \theta$ que é implícita na aproximação de Boussinesq. Com esta aproximação as equações tornam-se livres de soluções de alta frequência, tais como as ondas acústicas.

As variáveis dependentes são consideradas com uma combinação do estado básico e uma pequena perturbação superposta, tal que:

$$\left. \begin{aligned} u &= \bar{u}(y, z) + u'(x, y, z, t) \\ v &= v'(x, y, z, t) ; \quad w = w'(x, y, z, t) \\ \phi &= \bar{\phi}(y, z) + \phi'(x, y, z, t) \\ \theta &= \bar{\theta}(y, z) + \theta'(x, y, z, t) \end{aligned} \right\} \quad (II.9)$$

onde as variáveis com um traço representam o estado básico e com os primos são as perturbações. Uma substituição das Equações II.9 em II.1 a II.5, considerando somente os termos lineares resulta em:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + v' \frac{\partial u'}{\partial y} + w' \frac{\partial u'}{\partial z} + \frac{\partial \phi'}{\partial x} - f v' + \alpha u' = 0 \quad (II.10)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial v'}{\partial x} + \frac{\partial \phi'}{\partial y} + f u' + \alpha v' = 0 \quad (II.11)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 \quad (II.12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial z} \right) + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial z} \right) + v' \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} \right) + w' \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} \right) = \frac{g}{C_p \bar{T}} H' \quad (II.13)$$

$$\frac{\partial \phi'}{\partial z} = g \frac{\theta'}{\theta_0} \quad (II.14)$$

O estado básico, obtido das Equações II.2 e II.5, satisfaz

$$f\bar{u} = - \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial y}, \quad \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} = g \frac{\bar{\theta}}{\theta_0} \quad (II.15)$$

que, em conjunto, fornece a relação do vento térmico.

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = - \frac{g}{\theta_0} \frac{1}{f} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \quad (II.16)$$

Introduzindo-se a Equação II.15 e II.13, tem-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial z} \right) + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial z} \right) - f \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} v' + S w' = \frac{g}{C_p \bar{T}} H' \quad (II.17)$$

onde S representa a estabilidade estática, dada por:

$$S \equiv \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} ; \quad R_i \equiv \frac{S}{(\partial \bar{u} / \partial z)^2} \quad (II.18)$$

Para as perturbações assumir-se-ã uma estrutura de onda que se propaga na direção zonal (x).

$$(u', v', w', \phi', H') = R_e \{ (\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}, \bar{\phi}, \bar{H}) \exp [ik(x - ct)] \} \quad (II.19)$$

onde $\hat{u}$, $\hat{v}$, $\hat{w}$, $\hat{\phi}$ são funções de y e z , somente e R_e designa a parte real. Introduzindo-se a Equação II.19 em II.10, II.11, II.12 e II.17, obtem-se:

$$(ik\delta + \alpha)\hat{u} - F\hat{v} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \hat{w} + ik\hat{\phi} = 0 \quad (II.20)$$

$$(ik\delta + \alpha)\hat{v} + f\hat{u} + \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial y} = 0 \quad (II.21)$$

$$\hat{u} = \frac{i}{k} \left(\frac{\partial \hat{v}}{\partial y} + \frac{\partial \hat{w}}{\partial z} \right) \quad (II.22)$$

$$ik\delta \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial z} - f \frac{\partial \hat{u}}{\partial z} \hat{v} + S\hat{w} = \frac{g}{C_p \bar{T}} \hat{H} \quad (II.23)$$

onde

$$\delta \equiv (\bar{u} - c) \quad ; \quad F \equiv \left(f - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \quad (II.24)$$

Eliminando-se $\hat{u}$ e $\hat{\phi}$ entre as Equações II.20 a II.23, têm-se:

$$\left[\left(i \frac{\alpha}{k} - \delta \right) \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{\partial F}{\partial y} + k^2 \delta - ik\alpha \right] \hat{v} + \left[\left(\frac{i\alpha}{k} - \delta \right) \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} + F \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y \partial z} \right] \hat{w} = 0 \quad (II.25)$$

$$\left[\delta F \frac{\partial}{\partial z} - \delta \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y \partial z} + \delta \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\partial}{\partial y} - \delta \left(\frac{i\alpha}{k} - \delta \right) \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} - f \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right] \hat{v} + \left[S - \delta \left(\frac{i\alpha}{k} - \delta \right) \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \delta \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right] \hat{w} = \frac{g}{C_p \bar{T}} \hat{H} \quad (II.26)$$

As Equações II.25 e II.26 são duas equações diferenciais parciais que, em princípio, podem ser resolvidas desde que sejam especificados o estado básico e a função de aquecimento diabático. Por outro lado, se a função de aquecimento $\bar{e}$ é parametrizada (ou expressa em termos de outras variáveis dependentes), as equações resultantes, homogêneas, podem ser tratadas como um problema de autovalores e autovetores. Qualquer que seja o caso, o problema é difícil de solucionar. Portanto, para simplificar, assumir-se-á uma estrutura senoidal para as perturbações na direção meridional (y) e que $|\partial \bar{u} / \partial y| \ll |f|$. Assim,

$$\left. \begin{aligned} (\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}, \bar{\phi}, \bar{H}) &= (\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}, \tilde{\phi}, \tilde{H}) \exp(i\lambda y) \\ |\partial \bar{u} / \partial y| &\ll |f| \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.27})$$

onde $\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}, \tilde{\phi}, \tilde{H}$ são funções somente de z . É plenamente justificável desprezar o termo $\partial \bar{u} / \partial y$ ($\sim 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) comparativamente a f ($\sim 10^{-1} \text{ s}^{-1}$). De modo idêntico, é possível desprezar o termo $\tilde{w} \partial^2 \bar{u} / \partial y \partial z$ em comparação com $F \partial \bar{w} / \partial z$ na Equação II.25 e o termo $\delta \partial^2 \bar{u} / \partial y \partial z$ em comparação com $f \partial \bar{u} / \partial z$ na Equação II.26. A diferença de magnitude dos termos desprezados nas Equações II.25 e II.26 é uma consequência de fato de $|\partial \bar{u} / \partial y| : |f| \sim 0,1$. Estas aproximações não significam que as variações meridionais de $\bar{u}$ e S são nulas, mas sim que o problema pode ser resolvido localmente, eliminando-se a presença de instabilidade barotrópica.

Introduzindo-se a Equação II.27 em II.25 e II.26 e eliminando-se $\tilde{v}$, obtêm-se.

$$A \frac{d^2 \tilde{w}}{dz^2} + B \frac{d \tilde{w}}{dz} + C \tilde{w} = F \quad (\text{II.28})$$

onde

$$\left. \begin{aligned} A &= D\delta \{f^2 + \ell^2 \delta'^2 + D\delta'\} \\ B &= \frac{d\bar{u}}{dz} \{ \delta(f^2 + \ell^2 \delta'^2)(k^2 + \ell^2) - D(f - i\ell\delta)(f - i\ell\delta') \} \\ C &= \{ i\ell\delta(k^2 + \ell^2)(f + i\ell\delta') - i\ell D(f - i\ell\delta) \} \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 + \\ &\quad + \{ i\ell\delta D(f + i\ell\delta') - \delta D^2 \} \frac{d^2\bar{u}}{dz^2} + S D^2 \end{aligned} \right\} \quad (II.29)$$

$$\left. \begin{aligned} F &= \frac{D^2 g}{C_p \bar{T}} \bar{H}; \quad \delta' \equiv \left(\delta - \frac{i\alpha}{k} \right); \quad D = [\beta - (k^2 + \ell^2)\delta'] \\ \beta &= \frac{df}{dy} \end{aligned} \right\} \quad (II.30)$$

Todos os termos dos coeficientes A, B e C da Equação II.28, são conhecidos, exceto a velocidade da fase, c. Para que a equação seja homogênea é preciso exprimir $\bar{H}$ em termos de $\bar{w}$. Neste caso, o problema torna-se um problema de autovalor - autofunção, onde c é o autovalor e $\bar{w}$ é a autofunção.

O problema é ainda bastante complexo. Antes de tentar resolver a Equação II.28 na forma completa, resolver-se-á uma versão simples dela introduzindo-se as seguintes aproximações.

$$\alpha = \ell = \beta = 0 \quad (II.31)$$

Neste caso, os coeficientes A, B e C, após o cancelamento do fator comum D, torna-se:

$$\left. \begin{aligned} A &= -k^2 c^3 + 3\bar{u}k^2 c^2 + (f^2 - 3\bar{u}^2 k^2) c + (k^2 \bar{u}^3 - f^2 \bar{u}) \\ B &= 2f^2 \frac{d\bar{u}}{dz} \\ C &= -k^2 \frac{d^2\bar{u}}{dz^2} c^2 + k^2 (2\bar{u} \frac{d^2\bar{u}}{dz^2} - S) c + k^2 \bar{u} (S - \bar{u} \frac{d^2\bar{u}}{dz^2}) \\ F &= (-k^2 c + k^2 \bar{u}) \frac{g}{C_p \bar{T}} \bar{H} \end{aligned} \right\} \quad (II.32)$$

Agora, a Equação II.28, com os coeficientes dados pela Equação II.32, é chamada "modelo no plano-f", porque tomou-se a variação de f nula através da Equação II.31. A mesma equação, com coeficientes dados pela Equação II.29, com f e β constantes, é chamada "modelo no plano- β ".

O modelo apresentado no plano-f é equivalente à Equação 1.2 de Stone (1966) se a variação meridional das perturbações for tomada nula no seu trabalho e não-linearidade do perfil do vento zonal $d^2\bar{u}/dz^2$ for desprezada neste trabalho; o interesse de Stone era estudar a instabilidade simétrica que tem aplicações em atmosferas planetárias. O interesse no presente trabalho é estudar a instabilidade dos perfis do vento nas zonas frontais, verificando, portanto, o efeito do termo $d^2\bar{u}/dz^2$, que pode tornar-se importante. Uma maneira de escrever o coeficiente C da Equação II.32 é:

$$C = k^2 \delta \left(S - \delta \frac{d^2 \bar{u}}{dz^2} \right) \quad (\text{II.33})$$

Agora pode-se notar claramente que, dependendo da magnitude do termo $\delta d^2\bar{u}/dz^2$, a estabilidade estática efetiva pode ser menor ou maior do que S e, portanto, pode influir no espectro da instabilidade. Se a curvatura do perfil for concentrada numa camada de 5 km, ela pode afetar o valor de S naquela camada em até 30% (os valores típicos são: $S \leq 10^{-4} \text{ s}^{-2}$, $\delta = \bar{u} - c \sim 10 \text{ m s}^{-1}$, $d^2\bar{u}/dz^2 \leq 10^{-6}$). Nos trabalhos de Stone (1966), Tokioka (1972) e Gambo (1976), este termo não aparece, devido à linearidade do perfil de $\bar{u}$. Na atual literatura meteorológica, que seja do conhecimento do autor, nenhum estudo focalizou o efeito destes termo nas ondas baroclínicas. Uma discussão do efeito da curvatura do perfil será feita juntamente com os resultados nos próximos capítulos.

Nos modelos quase-geostróficos, o número de Rossby, $R_0 = |k \delta / f|$, é considerado pequeno e, portanto, os termos $\lambda^2 \delta'^2$ e $D\delta'$ são desprezados em comparação com f^2 na Equação II.29. Para comprimentos de onda, L , da ordem de 1000 km, o desprezo desses termos não se justifi

ca, sendo que a retenção dos tais termos pode gerar soluções extras da Equação II.28.

2.2 - AQUECIMENTO DIABÁTICO DEVIDO À LIBERAÇÃO DE CALOR LATENTE

Os três tipos de aquecimento diabático importantes na troposfera são radiação, calor sensível e liberação de calor latente. Para o desenvolvimento de distúrbios transientes, o aquecimento radiativo não é muito importante. O aquecimento direto por transferência de calor entre a atmosfera e a superfície parece importante para os distúrbios que se desenvolvem nos oceanos relativamente quentes. Haltiner (1967) estudou o seu efeito sobre as ondas baroclínicas. Ele tomou a taxa do aquecimento de calor sensível proporcional à diferença, $\Delta T = T_s - T_a$, onde T_s e T_a são as temperaturas da superfície do mar e do ar próximo à superfície, concluindo que, num modelo de 2 níveis, este tipo de aquecimento acaba com o corte superior do comprimento de onda ("longwave cut-off") no espectro de instabilidade. Por outro lado, Geisler (1977) mostrou que a instabilização das ondas longas não é uma característica deste aquecimento nos modelos com estratificação contínua. Fazendo cálculos simples, Haltiner mostrou que uma diferença, $\Delta T \sim 10^\circ\text{C}$, é necessária para dar a mesma taxa de aquecimento equivalente a uma taxa de precipitação (condensação) de 1 cm dia^{-1} . Se a diferença ΔT for exagerada, convecção livre pode aparecer, resultado em aquecimento devido à liberação de calor latente. Uma precipitação (ou condensação) de 1 cm dia^{-1} aquece a coluna atmosférica por $2,5^\circ\text{C dia}^{-1}$ em média. O aquecimento, em geral, não é uniformemente distribuído na vertical e, portanto a sua taxa pode atingir, numa certa camada, valores superiores a 5°C dia^{-1} . Nas latitudes médias sobre o SA, as bandas frontais causam precipitações superiores a alguns milímetros. Portanto a liberação de calor latente, em comparação com o esfriamento radiativo de 1°C dia^{-1} , parece ser importante para ciclogênese nas zonas frontais até mesmo nas latitudes médias. Caso se inclua aquecimento devido ao calor sensível associado às fontes estacionárias, as equações deixam de ser homogêneas e, portanto, o problema não pode ser tratado como um problema de autovalores. No presente estudo somente o efeito de liberação de calor latente é explorado.

A importância da liberação de calor latente para o desenvolvimento de sistemas tropicais é bastante reconhecida e, portanto, a maioria das pesquisas nesta área é assunto da Meteorologia Tropical. Como as nuvens individuais de pequena escala não pode ser resolvidas juntamente com os sistemas sinóticos, quer analiticamente, quer com as grades discretas utilizadas, o efeito global das nuvens convectivas sobre os sistemas sinóticos tem de ser parametrizado. Neste contexto, Kuo (1965) visualizou que o aquecimento da atmosfera pode ser efetuado por mistura direta da massa quente da nuvem com o ambiente. Estudos posteriores não apoiaram esta idéia. Ooyama (1971) e Arakawa e Schubert (1974) propuseram que o aquecimento da atmosfera é efetuado por subsidência induzida por nuvens. Este argumento concorda bem com a idéia de desenvolvimento simultâneo das duas escalas, expresso por Ooyama (1964) e Charney e Eliassen (1964) e conferido por Yanai et alii (1973) no seu estudo observacional. Este desenvolvimento simultâneo e cooperativo entre as nuvens convectivas e o sistema sinótico foi batizado com o nome Instabilidade Condicional da Segunda Categoria ou "CISK" (Conditional Instability of the Second Kind).

O mecanismo CISK pode ser resumido da seguinte maneira:

- 1) O ar relativamente quente e úmido dos baixos níveis é forçado a subir por convergência friccional na camada limite ou por uma onda incipiente.
- 2) O ar em ascensão satura-se num nível baixo, chamado nível da base das nuvens; libera-se a instabilidade latente e as parcelas de ar são mais aquecidas e ascendem por flutuação própria com aceleração. A escala preferida para tais movimentos na vertical é a das nuvens convectivas.
- 3) Os movimentos verticais ascendentes concentradas dentro das nuvens estreitas e profundas são compensadas por uma subsidência ampla no meio ambiente (Yanai et alii, 1973). Isto não quer dizer que a subsidência predomina no meio ambiente, mas sim que o campo da velocidade vertical induzido pelo sistema sinótico é apenas modificado pela subsidência induzida pelas nuvens.

- 4) A subsidência causa aquecimento adiabático (por compressão) do ar ambiente.
- 5) Este aquecimento isoladamente, ou juntamente com a instabilidade hidrodinâmica existente, favorece o crescimento do sistema sinótico. Este sistema sinótico por sua vez mantém os movimentos ascendentes nos baixos níveis, até a base das nuvens por meio de convergência de massa.

O mecanismo descrito acima mostra uma cooperação estreita entre as duas escalas: a escala de distúrbio e a escala de nuvens convectivas. O mecanismo CISK é classificado em dois tipos, dependendo da maneira em que o movimento ascendente nos baixos níveis for forçado. Se for forçado por convergência na camada de Ekman, o mecanismo é chamado "Ekman-CISK", e se for forçado por uma onda incipiente, ele é chamado "Wave-CISK" (veja-se Chang, 1976).

Qualquer que seja o tipo de CISK, a parametrização do aquecimento num dado nível é proporcional à estabilidade estática no mesmo nível e ao fluxo de massa da nuvem. Esse fluxo por sua vez é proporcional à velocidade vertical na base das nuvens (Ooyama, 1964). (A estabilidade estática é necessariamente positiva, pois, do contrário convecção pura ou instabilidade de primeira classe domina). A "constante" de proporcionalidade pode variar na vertical, dependendo da distribuição vertical do fluxo da massa da nuvem. Assim pode-se escrever o seguinte:

$$\frac{g}{c_p \bar{T}} H = \eta(z) S(z) w_* \quad (34)$$

onde w_* é a velocidade vertical no nível da base da nuvem, S é a estabilidade estática e η a função de distribuição vertical do aquecimento. A Formulação II.34 admite aquecimento negativo nas regiões onde $w_* < 0$. Stevens e Lindzen (1978) justificaram isso, tomando um campo de cumulus básico. Esta suposição facilita a análise linear. Nesta parametrização é difícil determinar η . Entretanto, pode-se ver que o movimento

ascendente nos cumulos e a subsidência por eles induzida atingem valores máximos em algum nível entre a base e o topo das nuvens. Um perfil de aquecimento pode ser encontrado no estudo observacional de Reed e Recker (1971) para os trópicos. Para latitudes médias, não existem estimativas do perfil de η . No presente trabalho, propõe-se considerar alguns perfis idealizados deste parâmetro, conforme indicado na Figura II.1

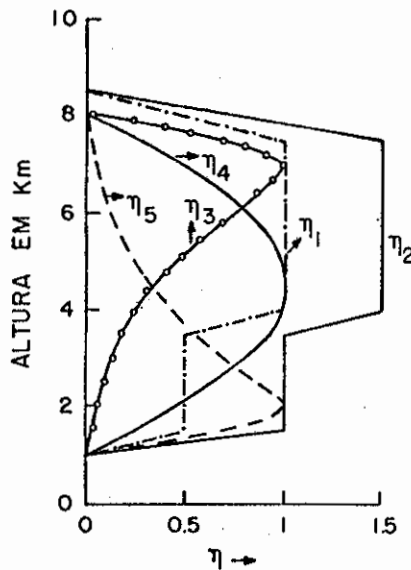


Fig. II.1 - Perfis idealizados do parâmetro η (aquecimento devido à liberação de calor latente).

Os perfis η_3 , η_4 e η_5 são considerados para examinar o efeito de se ter o máximo de aquecimento em três lugares diferentes na troposfera. Nestes perfis, o valor máximo é tomado unitário para garantir a estabilidade das ondas de escala muito pequena. Estes perfis de aquecimento podem ser gerados por uma função de z semelhante à definida por Chang (1976), $\eta \sim z^a \sin\{\pi(z - z_B)/(z_T - z_B)\}$, onde z_B e z_T são os níveis de base e topo das nuvens. O máximo de aquecimento se situa na alta troposfera para $a = 1$, na média troposfera para $a = 2$, e na baixa troposfera para $a = -1$. Os perfis η_1 e η_2 são parecidos com os usados por Shukla (1976) para estudar os distúrbios de monções. Os va

lores máximos tomados por Shukla (1976) e Yamasaki (1969) são superiores a 2,0. No presente estudo, os valores máximos tomados são 1,0 e 1,5 porque o conteúdo de vapor de água nas latitudes médias é menor que aquele nos trópicos.

O termo de aquecimento que aparece na Equação II.32 pode ser, agora, escrito na seguinte forma:

$$F = (-k^2 \eta Sc + k^2 \eta S\bar{u}) \tilde{w}_* \quad (\text{II.35})$$

2.3 - MÉTODO DE RESOLUÇÃO

Apresenta-se o método de solução do problema com o modelo no plano-f. O mesmo método também é aplicado para o problema com o modelo completo.

A Equação II.28, com os coeficientes dados nas Equações II.32 e II.35, é aplicada nos níveis intermediários da grade mostrada na Figura II.2, usando-se diferenças finitas centradas. Assim, tem-se:

$$A'_n \tilde{w}_{n+1} + B'_n \tilde{w}_n + C'_n \tilde{w}_{n-1} + D'_n \tilde{w}_m = 0 \quad (\text{II.36})$$

para $n = 1, 2, 3, \dots, N-1$

onde N é o número máximo de camadas de espessura ΔZ em que a atmosfera é dividida (veja-se a Figura II.2), m é o nível que representa a base das nuvens e

$$\left. \begin{aligned} A'_n &= \left(\frac{A}{\Delta Z^2} + \frac{B}{2\Delta Z} \right)_n \\ B'_n &= \left(C - \frac{2A}{\Delta Z^2} \right)_n \\ C'_n &= \left(\frac{A}{\Delta Z^2} - \frac{B}{2\Delta Z} \right)_n \\ D'_n &= [k^2 \eta S (c - \bar{u})]_n \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.37})$$

onde o sufixo "n" indica o valor da quantidade calculada no nível n.

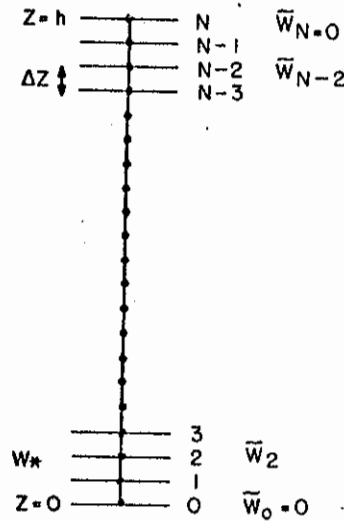


Fig. II.2 - Grade vertical usada para resolver numericamente o problema de instabilidade baroclínica.

As condições de contorno são:

$$\tilde{w}_0 = 0, \text{ no nível } n = 0$$

II.38)

$$\tilde{w}_N = 0, \text{ no nível } n = N$$

A condição de contorno superior é equivalente a se ter uma tampa rígida no topo, ou seja, no nível $N \times \Delta Z = h$. Isto é fisicamente válido se se pensar numa atmosfera bastante estável, que não permite movimentos verticais. Eady (1949) usou as mesmas condições de contorno em seu trabalho. Usando-se as Condições II.38, a Equação II.36 nos níveis 1 e N-1 pode ser escrita como:

$$\left. \begin{aligned} A_1' \tilde{w}_2 + B_1' \tilde{w}_1 + D_1' \tilde{w}_m &= 0 \\ B_{N-1}' \tilde{w}_{N-1} + C_{N-1}' \tilde{w}_{N-2} + D_{N-1}' \tilde{w}_m &= 0 \end{aligned} \right\} \quad \text{(II.39)}$$

Nos níveis intermediários, a equação não se modifica. Assim, tem-se (N-1) equações algébricas lineares homogêneas com (N-1) incógnitas, $\tilde{w}_1, \tilde{w}_2$ e etc. O sistema de equações pode ser escrito como:

$$(c^3 \underline{P} + c^2 \underline{Q} + c \underline{R} + \underline{S}) \underline{W} = 0 \quad (\text{II.40})$$

onde $\underline{W}$ é uma matriz-coluna das incógnitas, e a matriz dos coeficientes, de ordem (N-1) x (N-1), é dada pela soma de quatro matrizes. Pode-se ver que este não é um problema direto de autovalores, mas sim problema generalizado de autovalores e autovetores. A Equação II.40 pode ser escrita na seguinte forma:

$$\underline{M} \underline{\tilde{W}} = c \underline{N} \underline{\tilde{M}} \quad (\text{II.41})$$

onde

$$\underline{M} = \begin{pmatrix} \underline{Q}, & \underline{R}, & \underline{S}, \\ \underline{I} & 0 & 0 \\ 0 & \underline{I} & 0 \end{pmatrix}; \quad \underline{N} = \begin{pmatrix} \underline{P} & 0 & 0 \\ 0 & \underline{I} & 0 \\ 0 & 0 & \underline{I} \end{pmatrix}$$

$$\underline{\tilde{W}} = \begin{pmatrix} c^2 & \underline{W} \\ c & \underline{W} \\ & \underline{w} \end{pmatrix} \quad \text{e } \underline{I} \text{ é uma matriz unitária}$$

Se $\underline{N}$ for invertível (não-singular), o problema reduz-se a

$$(\underline{N}^{-1} \underline{M}) \underline{\tilde{W}} = c \underline{\tilde{W}} \quad (\text{II.42})$$

que é um problema convencional de autovalores e autofunções. Se a matriz $\underline{N}$ for singular, como no caso do modelo completo, este problema pode ser resolvido, usando-se os algoritmos desenvolvidos por Garbow et alii (1977) e Garbow (1978).

As matrizes que aparecem na Equação II.41, para um dado comprimento de onda $L = 2\pi/k$ e para um determinado estado básico, são gerados e os autovalores ($c = c_r + ic_i$) e os autovetores ($\tilde{w} = \tilde{w}_r + i\tilde{w}_i$) obtidos. Esta equação tem $3 \times (N-1)$ autovalores. Quando pelo menos um autovalor é complexo com parte imaginária, $c_i > 0$, a onda em questão cresce com o tempo, ou seja, é instável. O fator de amplificação da onda é $\exp(kc_i t)$ e a taxa do crescimento é kc_i . O tempo necessário para crescer "e" ($= 2.7 \dots$) vezes é $1/kc_i$ e é chamado "tempo de e-folding". A velocidade relativa ao escoamento básico da onda é c_r quando $\ell = 0$, e $c_r k / \sqrt{k^2 + \ell^2}$ quando $\ell \neq 0$. Se o número de autovalores complexos com partes imaginárias positivas for maior que um, a onda em questão é caracterizada por aquele autovalor que dá a maior taxa de crescimento. Usando-se este autovalor e o autovetor correspondente, a estrutura e a energética da onda podem ser calculadas. Este procedimento é repetido para vários valores de L entre 100 km e 10000 km.

Um aspecto importante é a confiabilidade dos autovalores. Uma vez que a equação diferencial é resolvida pelo método de diferenças finitas, os autovalores contêm erros de aproximação. Para que estes erros sejam minimizados e a curvatura dos perfis do estado básico seja bem representada, a resolução vertical deve ser alta. Por outro lado, há limitações quanto à livre escolha da resolução em virtude do computador disponível. Portanto, uma solução de compromisso com 20 camadas na vertical é utilizada. Ainda para evitar falsas interpretações dos autovalores, a parte imaginária do autovalor é desprezada se $|c_i/c_r| \leq 0,01$, e a instabilidade da onda em questão é considerada confiável quando $|c_i/c_r| > 0,05$ (Stone, 1980: comunicação pessoal).

2.4 - ESTRUTURA E ENERGÉTICAS DAS ONDAS INSTÁVEIS

As equações relevantes para cálculo da estrutura vertical e a enrgética dos modos instáveis são dadas nesta seção. Depois de obter $c = c_r + ic_i$ e $\tilde{w} = \tilde{w}_r + i\tilde{w}_i$, pode-se calcular u, v, ϕ, θ da seguinte maneira. Combinando-se a Equação II.25 com a Equação II.27 obtem-se:

$$\tilde{v} = \left[(f - i\ell\delta') \frac{d\tilde{w}}{dz} + i\ell \frac{d\tilde{u}}{dz} \tilde{w} \right] / \left[\beta - (k^2 + \ell^2) \delta' \right] \quad (\text{II.43})$$

desde que

$$\left[\beta - (k^2 + \ell^2) \delta' \right] \neq 0$$

Esta condição é sempre satisfeita para as ondas instáveis ($c_i > 0$). A Equação II.22 é usada para obter $\tilde{u}$. Depois, pode-se usar as Equações II.20 e II.14 para calcular $\tilde{\phi}$ e $\tilde{\theta}$, respectivamente. Para resolver as Equações II.14, II.22 e II.43 são usadas diferenças finitas centradas.

As energias cinéticas e potencial disponível por unidade de massa das perturbações podem ser definidas como:

$$\left. \begin{aligned} K' &= \int_0^h \int_0^Y \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2}}{2} dy dz \\ P' &= \int_0^h \int_0^Y \frac{1}{2} \frac{1}{S} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 dy dz \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.44})$$

onde h é a profundidade total de Y é a extensão meridional da atmosfera no modelo. O traço denota uma média zonal. Multiplicando-se a Equação II.10 por u' e a II.11 por v' , adicionando-se as duas, tomando-se a média zonal e integrando-se a equação resultante em todo o domínio, obtêm-se

$$\begin{aligned} \frac{\partial K'}{\partial t} = & - \int \int \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \overline{u'v'} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \overline{u'w'} \right) dy dz + \\ & + \int \int \overline{w' \frac{\partial \phi'}{\partial z}} dy dz - 2\alpha K' \end{aligned} \quad (II.45)$$

Multiplicando-se a Equação II.17 por $1/S(\partial \phi' / \partial z)$ e integrando-se em todo o domínio, obtêm-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P'}{\partial t} = & \int \int \frac{f}{S} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \overline{v' \frac{\partial \phi'}{\partial z}} dy dz - \int \int \overline{w' \frac{\partial \phi'}{\partial z}} dy dz \\ & + \int \int \frac{g}{c_p T} \frac{1}{S} \overline{\frac{\partial \phi'}{\partial z} H'} dy dz \end{aligned} \quad (II.46)$$

Introduzindo-se a Equação II.19 nas Equações II.45 e II.46 pode-se escrever o seguinte:

$$\left. \begin{aligned}
 C(P', K') &= A_f \iint \left(w_r \frac{\partial \phi_r}{\partial z} + w_i \frac{\partial \phi_i}{\partial z} \right) dy dz \\
 C(\bar{P}, P') &= A_f \iint \frac{f}{S} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \left(v_r \frac{\partial \phi_r}{\partial z} + v_i \frac{\partial \phi_i}{\partial z} \right) dy dz \\
 C(K', \bar{K}) &= A_f \iint \left[\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} (u_r v_r + u_i v_i) + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} (u_r w_r + u_i w_i) \right] dy dz \\
 D(K') &= \alpha A_f \iint [u_r^2 + u_i^2 + v_r^2 + v_i^2] dy dz \\
 G(P') &= A_f \iint \left(w_{*r} \frac{\partial \phi_r}{\partial z} + w_{*i} \frac{\partial \phi_i}{\partial z} \right) dy dz
 \end{aligned} \right\} \quad (II.47)$$

onde $C(P, K)$ denota a taxa de conversão de P para K , D denota a dissipação e G denota a geração da quantidade entre parênteses. $\bar{P}$ e $\bar{K}$ denotam as energias potencial e cinética do estado básico, respectivamente. Os sufixos r e i denotam as partes real e imaginária da amplitude complexa da quantidade em questão (ex. $\bar{u} = u_r + i u_i$) e A_f é um fator dado por $1/2 \exp(2k c_i t)$. Todas as Expressões em II.47 podem ser calculadas para o instante $t = 1$ dia por diferenças finitas após calcularem-se os autovetores. As integrações duplas são substituídas por integrações simples em z , para o caso do estado básico que não varia com y .

2.5 - ESTADO BÁSICO NAS ZONAS FRONTAIS

Para a resolução da Equação II.28 na maneira descrita, necessita-se o conhecimento do estado básico. O interesse é considerar estados básicos que representem, aproximadamente, as zonas frontais, cuja formulação matemática é a seguinte:

$$\bar{\phi} = \frac{a}{2} \frac{d}{\gamma} \left\{ \ln \left[\frac{\cosh \left(\frac{y + \gamma z}{d} \right)}{\cosh(y/d)} \right] \right\} + c_p \theta_o$$

de tal maneira que

$$\bar{\theta} = \frac{\theta_o}{g} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} = \frac{a \theta_o}{2g} \tanh \left(\frac{y + \gamma z}{d} \right)$$

$$\bar{u} = - \frac{1}{f} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial y} = - \frac{a}{2f\gamma} \left[\tanh \left(\frac{y + \gamma z}{d} \right) - \tanh(y/d) \right]$$

$$S = \frac{g}{\theta_o} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \frac{a\gamma}{2d} \left[1 - \tanh^2 \left(\frac{y + \gamma z}{d} \right) \right]$$

$$\bar{T} = (\theta_o + \bar{\theta}) \left\{ 1 - \frac{gz}{c_p \theta_o} + \frac{ad}{2\gamma c_p \theta_o} \ln \left[\frac{\cosh \left(\frac{y + \gamma z}{d} \right)}{\cosh(y/d)} \right] \right\}$$

(II.48)

Este estado básico satisfaz às seguintes condições:

$$\bar{u} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = 0 \quad \text{em } z = 0 \quad (II.49)$$

Nestas expressões d e $1/\gamma$ são a largura e a inclinação da zona frontal, e " a " é uma constante com dimensões de aceleração e determina a intensidade da zona frontal. Uma escolha criteriosa de a , d e γ fornece um estado básico que representa o tipo de zona frontal infinita e alinhada na direção de oeste para leste que se desejar. Pode-se ver que a estabilidade estática é positiva em todo lugar para a , γ e d positivos. O valor máximo dela é $a\gamma/2d$ no meio de zona frontal na superfície.

Na Figura II.3 mostram-se os campos de $\bar{u}$, $\bar{T}$ e $\bar{\theta}$ numa zona frontal fraca. Estes campos são gerados pela Equação II.48 fixando-se os seguintes valores para os parâmetros.

$$f = - 10^{-4} \text{ s}^{-1} \text{ (tomado constante) }$$

$$\theta_0 = 295^\circ \text{K}, \quad p_0 = 1000 \text{ mb} \quad (\text{II.50})$$

$$\gamma = 300; \quad d = 10^6 \text{ m}; \quad a = 1 \text{ m s}^{-2} ,$$

Numa maneira semelhante alguns campos (não mostrados) são gerados usando-se os mesmo valores dados na Equação II.50, exceto $f = -0,727 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Os campos dados na Figura II.3 concordam bem com os valores observados dados por Mullen (1979) numa secção meridional de um ciclone na forma de vírgula, em desenvolvimento no Hemisfério Norte (compare-se com a imagem de um espelho na sua Figura 2.b). Na Figura II.4, os perfis verticais de $\bar{u}$ e $\bar{\theta}$, em diferentes lugares e em diferentes zonas frontais estudadas, são apresentados. As secções verticais, nas quais estes perfis são obtidos, são mostrados na Figura II.3 com retas verticais tracejadas. Para resolver a Equação II.28, as derivadas de $\bar{u}$ e a estabilidade estática são calculadas nos pontos de grade, usando-se as expressões analíticas, minimizando-se assim, os erros de cálculo nos valores desses termos.

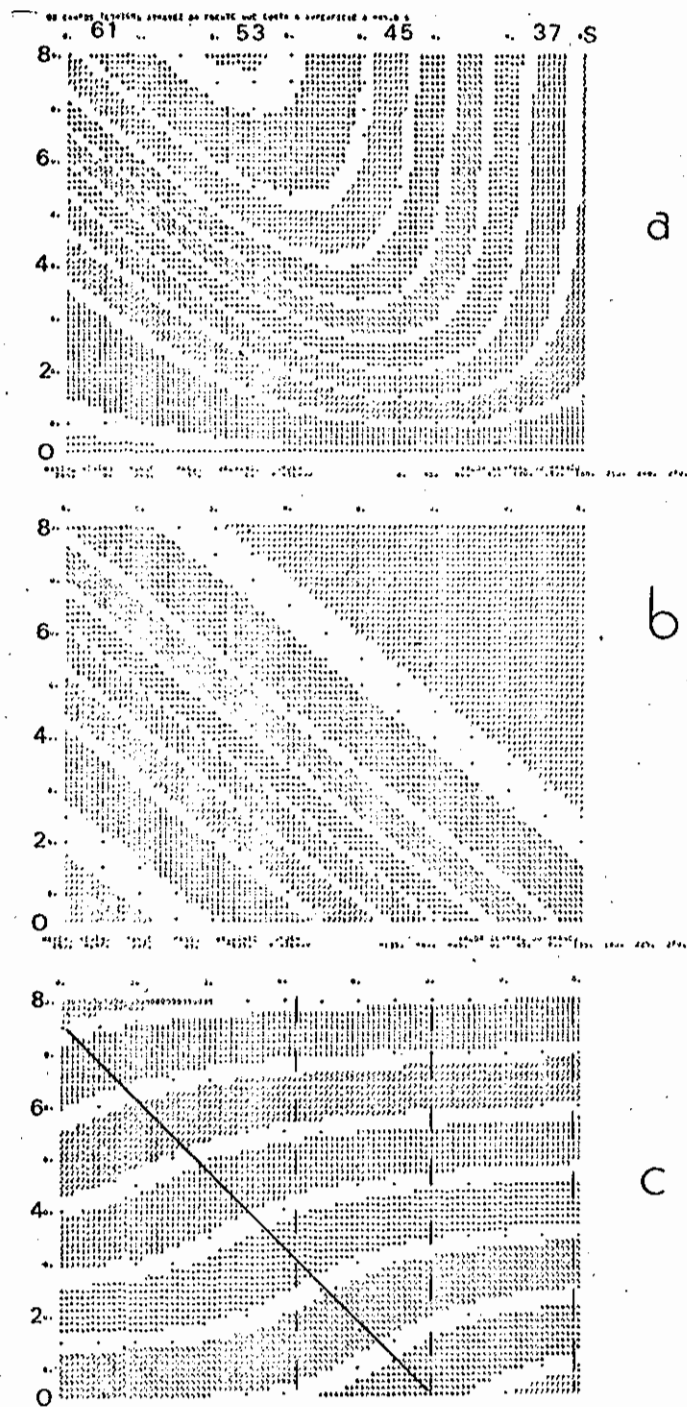


Fig. II.3 - Campos teóricos, através de uma zona frontal idealizada, que corta a superfície em 30°S .

- $\bar{U}$ é dado em intervalos de 3 m s^{-1} (a); $\bar{\theta}$, em intervalos de $4,5^{\circ}\text{K}$ (b); e T , em intervalos de 15°K (c). Os locais dos perfis P3 e P4, em relação à zona frontal, são indicados por retas verticais tracejadas.

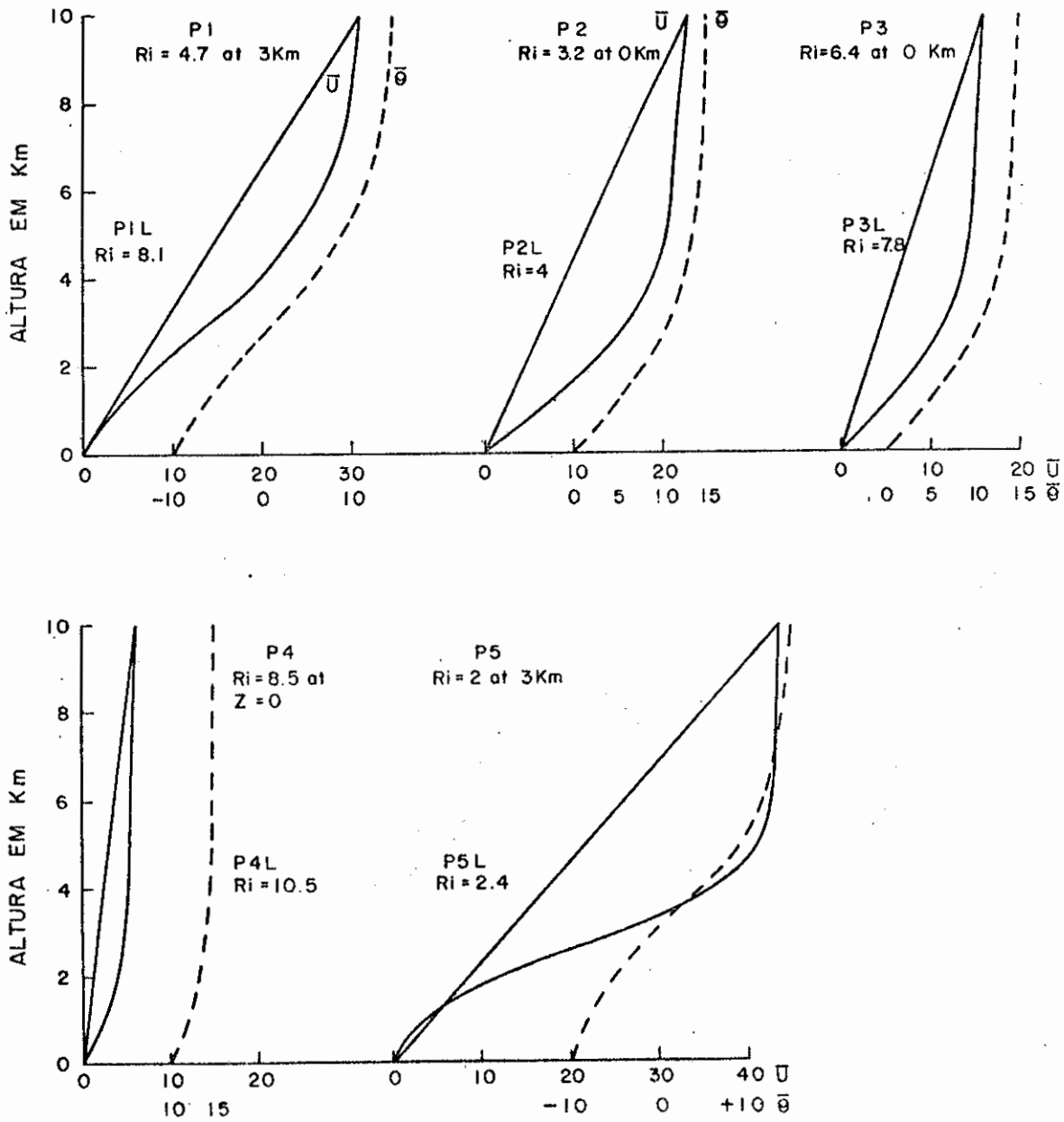


Fig. II.4 - Perfis de $\bar{u}$ e $\bar{\theta}$ usados para obter os espectros de instabilidade.

- Veja-se a Tabela III.1; $\bar{\theta}$ é dado em $^{\circ}C$; $\bar{u}$, em $m s^{-1}$.

CAPÍTULO III

RESULTADOS COM OS PERFIS TEÓRICOS

3.1 - MODELO NO PLANO-f

Eady (1949) não considerou o aquecimento diabático e obteve as Equações II.28 e II.32. A sua Equação II.11 é expressa numa coordenada vertical proporcional ao vento zonal básico, o qual depende linearmente de z . Esta equação é de difícil solução analítica e, portanto, ele a simplificou, assumindo $| [k(\bar{u} - c)/f]^2 | \ll 1,0$ (Equação II.20 de Eady). Esta aproximação não é nada mais do que supor, a priori, o número de Rossby pequeno, $R_0 = | k\bar{u}/f | \ll 1$. Isto implica que os resultados obtidos através da equação simplificada (Equação II.21 de Eady) são válidos somente para os comprimentos de onda maiores que 1000 km. Desta maneira, seus resultados não são representativos para os comprimentos das ondas de escala média ($L \sim 1000$ km) e curta ($L < 1000$ km). Portanto, toma-se a equação completa para examinar a instabilidade baroclínica das ondas de $L = 100$ km até $L = 10000$ km. Num modelo quase geostrófico, a OMC (ou a onda com tempo de e-folding mínimo) não depende do cisalhamento constante considerado (Houghton, 1977). Entretanto, neste modelo, a OMC pode comportar-se diferentemente.

Os perfis verticais teóricos estudados, P1, P2, ..., P6, são mostrados na Figura II.4. A Tabela III.1 descreve as características destes perfis e as localizações dos cortes verticais em que eles foram obtidos. A estabilidade estática, o cisalhamento vertical e, portanto, o número de Richardson, R_i , variam com a altura. O valor e o nível em que ocorre o mínimo de R_i são indicados nesta Tabela. Os perfis lineares do vento zonal, correspondente a cada um desses perfis teóricos, são obtidos, ligando-se o valor mínimo em $z = 0$ e o valor máximo no topo por linhas retas, e são designados por P1L, P2L etc. Nestes casos de perfis lineares, R_i é tomado constante e o valor é indicado na figura. Uma comparação dos resultados obtidos por Pn e PnL pode revelar o papel e a importância dos termos que aparecem devido à curvatura do per

fil (ou seja $d^2\bar{u}/dz^2$). Nas figuras dos espectros de instabilidade (EI) apresentadas, em geral, a curva contínua corresponde ao perfil linear e o tracejado ao perfil com curvatura.

TABELA III.1

LISTA DOS PERFIS TEÓRICOS IDEALIZADOS
(Veja-se a Equação II.48 e a Figura II.4)

SIGLA	LAT(°S)	Yd	Rim	[S]	[$d\bar{u}/dz$]	[A]
P1	30	- 800	4,7	1,5	5,66	3
P1L	30	- 800	8,2	0,78	3,1	-
P2	30	0	3,2	1,5	6,8	0
P2L	30	0	4,0	0,21	2,3	-
P3	45	0	6,3	1,5	4,9	0
P3L	45	0	7,8	0,21	1,62	-
P4	45	+ 800	8,2	0,84	3,2	0
P4L	45	+ 800	10,8	0,04	0,64	-
P5	30	- 800	2,0	3,6	13,4	3
P5L	30	- 800	2,4	0,45	4,4	-
P6L	30	- 800	5,4	0,86	4,0	-

LAT = Latitude de intersecção do centro da zona frontal com a superfície;

Yd = Distância meridional do ponto em km em que o perfil é obtido;

Rim = Valor mínimo do número de Richardson

[$d\bar{u}/dz$] = valor máximo do cisalhamento em 10^{-3} s^{-1} ;

[S] = Valor máximo da estabilidade estática em 10^{-4} s^{-2} ;

[A] = Altura em km do nível abaixo do qual $d^2\bar{u}/dz^2 > 0$ ($d^2\bar{u}/dz^2 \equiv 0$ nos casos de PnL). Este é o nível em que o [S], Rim e [$d\bar{u}/dz$] ocorrem.

Como já foi mencionado anteriormente, o espaçamento, ΔZ , da grade na vertical é 0,5 km. Entretanto, testes com $\Delta Z = 1,0$ e 0,4 km foram feitos. As diferenças entre os EIs com $\Delta Z = 0,4$ e $\Delta Z = 0,5$ km são desprezíveis. O espectro com $\Delta Z = 1,0$ km representa bem as ondas na região $L \geq 2.000$ km, embora na região de $L < 2.000$ km haja discordâncias pequenas entre os modelos de alta e baixa resolução. Geisler (1977) verificou que as soluções tornam-se dependentes da escolha do espaçamento de grade quando $\Delta Z \geq 1,5$ km. Portanto, o espaçamento e as diferenças finitas centradas, usados no presente trabalho, não introduziram erros graves no cálculo de autovalores e autovetores e são suficientemente precisos para resolver o problema (Kalnay-Rivas, 1981; comunicação pessoal). Todos os casos em que os EIs foram obtidos são descritos na Tabela III.2. O modelo foi testado com $\bar{u} = 0$ em todos os níveis e todo o espectro ficou completamente neutro.

Os casos 1 e 2 da Tabela III.2 são mostrados na Figura III.1. A região da instabilidade dos comprimentos de onda, (L), superior a 2.400 km concorda bem com os resultados obtidos por Eady (1949). É bastante conhecido que, nos resultados de Eady, existe um L abaixo do qual a região é neutra e para condições comumente encontradas na atmosfera a OMC é de número 8 (oito ondas ao redor da Terra à latitude de 45°). Estas características são bem reproduzidas pelo presente modelo, apresentando o valor de 4.200 km para a OMC. Este modo de instabilidade é referido como modo de Eady. A estrutura vertical desta OMC, mostrada na Figura III.2 (curvas contínuas), se parece exatamente com aquela que foi obtida por Eady. A velocidade de fase, c_r , é de $5,5 \text{ m s}^{-1}$ e, portanto, a escala do tempo L/c_r é da ordem de 8 dias. A curva contínua mostra uma outra região de instabilidade com uma OMC de 600 km. A confiabilidade deste modo é duvidosa, pois neste caso $c_i/c_r \sim 0,1$. A velocidade de fase é $3,3 \text{ m s}^{-1}$ dando uma escala de tempo de 2 dias. Esta segunda região instabilidade é aparentemente devida aos efeitos não geostroficos mantida no modelo. O EI tracejado corresponde ao P1 (com curvatura) representativo da região no lado polar da zona frontal. Neste caso, a OMC foi deslocada para um L ligeiramente maior. Isso ocorre porque o valor máximo do cisalhamento no P1 é maior que aquele do P1L

(veja-se a discussão da instabilidade baroclínica na introdução). Fora esta pequena alteração, o efeito do termo $d^2\bar{u}/dz^2$ no modo de Eady é pequeno. A estrutura da OMC, neste caso, (curva tracejada na Figura III.2), mostra que a amplitude na parte superior quase permanece constante devida à grande estabilidade estática nesta região. A segunda "região de instabilidade nas ondas curtas" (RIOC) desapareceu no caso P1e, portanto, o efeito do termo $d^2\bar{u}/dz^2$, neste caso, é da estabilização das ondas curtas, se este modo for verdadeiro. A estrutura desta onda curta no caso P1L (curva com círculos na Figura III.2) mostra que a amplitude decai rapidamente da superfície até 3 km e acima deste nível a amplitude é desprezível. Kuo (1953) obteve um resultado semelhante, ele concluiu que as ondas baroclínicas longas tem maior amplitude nos níveis superiores e as curtas nos baixos níveis com a amplitude decrescendo rapidamente com a altura.

Os EIs dos casos 3 e 4 da Tabela III.2 mostrados na Figura III.3. No caso de cisalhamento constante (curva contínua) o modo de Eady e a RIOC se deslocaram para o lado de menores comprimentos, com as OMCs de $L \sim 2.500$ e $L \sim 400$ km, em comparação com o caso 1. O deslocamento de modo de Eady é devido ao menor valor de cisalhamento. A taxa de crescimento (e a confiabilidade) da RIOC aumentou, provavelmente devido ao menor valor do S ($\sim 0,2 \times 10^{-4}$). Quando o termo não-geostrófico devido à não-linearidade do perfil foi incluído (curva tracejada) esta região foi estabilizada, mas apareceu uma nova "região de instabilidade das ondas médias" (RIOM) com uma OMC de 1.000 km. Esta nova região é mais confiável pois a razão $c_i/c_r > 0,1$. As estruturas verticais das ondas com $L = 3.400$ e 1.000 km (as duas OMCs do caso 4) são mostradas na Figura III.4. O modo de Eady modificado (com a presença de $d^2\bar{u}/dz^2$), neste caso apresenta a mesma estrutura do caso 2. A onda com $L = 1.000$ km (curvas tracejadas) está confinada nos baixos níveis e as linhas de fase não inclinam nestes níveis, exceto na primeira camada próxima ao contorno inferior. Uma observação interessante é que a onda intermediária (ou de escala média) apresenta um cavado relativamente quente na altura de 1 km, onde a diferença entre as fases de cavado (c) e θ é mínima. A escala do tempo advectiva desta OMC intermediária é de

1,5 dias. Todas estas características concordam bem com as observações feitas por Matsumoto et alii (1971) dos DEMs.

TABELA III.2

CARACTERÍSTICAS DOS CASOS EM QUE OS ESPECTROS DE INSTABILIDADE SÃO OBTIDOS COM O MODELO NO PLANO-f

Nº DO CASO	PERFIL USADO	CARACTERÍSTICAS ESPECIAIS	FIG. III
1	P1L	Repetição do modo de Eady.	1 e 2
2	P1	Efeito de $d^2\bar{u}/dz^2$ sobre o modo de Eady.	1 e 2
3	P2L	Modo de Eady.	3 e 4
4	P2	Efeito de $d^2\bar{u}/dz^2 < 0$ em toda profundidade sobre o espectro.	3 e 4
5	P3L	Modo de Eady com f a $45^\circ S$.	5
6	P3	Efeito de $d^2\bar{u}/dz^2$.	5
7	P3L	Efeito $ f $ reduzido no caso 5.	5
8	P1L	Efeito da redução da profundidade do fluido.	6
9	P1	Efeitos de $d^2\bar{u}/dz^2$ e redução da profundidade.	6
10	P5L	Efeito de redução de R_i ; compare-se com o caso 11; $R_i = 2,4$.	7
11	P6L	Compare-se com o caso 10; $R_i = 5,4$.	7
12	P4L	Efeito de cisalhamento muito pequeno sobre o modo de Eady.	8
13	P4	Efeito de $d^2\bar{u}/dz^2$ e pequeno $d\bar{u}/dz$.	8
14	P1	Efeito de aquecimento adiabático ($\eta = \eta_3$).	9
15	P1	$\eta = \eta_4$.	9
16	P1	$\eta = \eta_5$.	9 e 10
17	P3	$\eta = \eta_1$; aquecimento incluído no caso 6.	11
18	P3	$\eta = \eta_2$.	11
19	P4	$\eta = \eta_2$.	8
20	P2	$\eta = \eta_2$.	3
21	P5	R_i pequeno e $\eta = \eta_2$.	7 e 12

FIG = indicam o número da figura em que os resultados são mostrados.

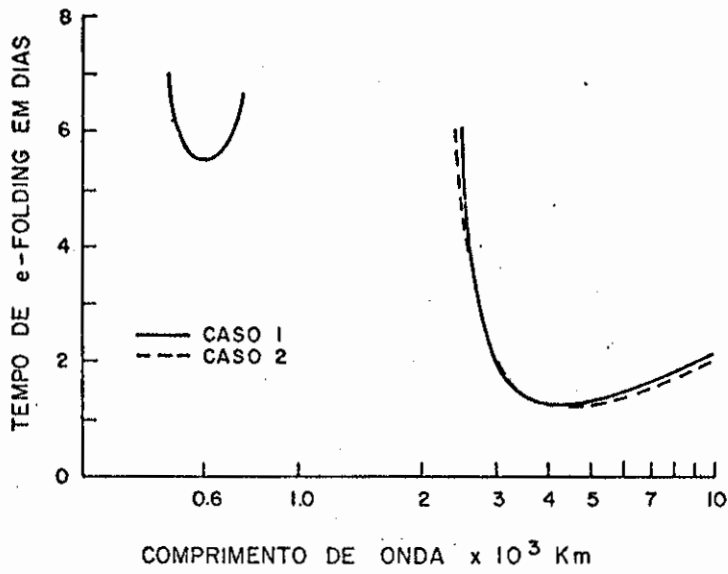


Fig. III.1 - Espectro de instabilidade dos casos 1 e 2.

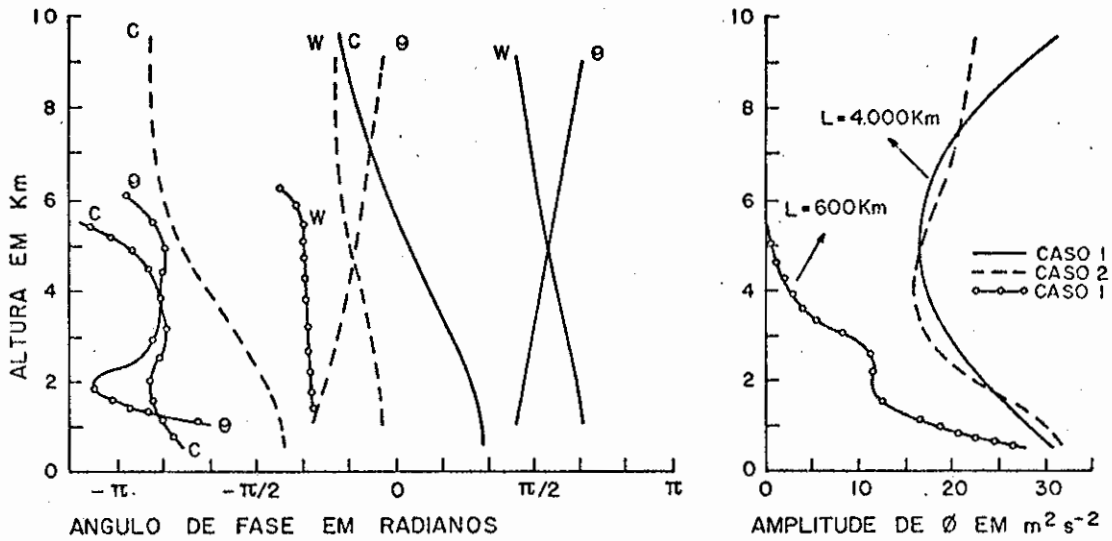


Fig. III.2 - Estrutura vertical das ondas com a taxa máxima de crescimento (OMC) dos casos 1 e 2.

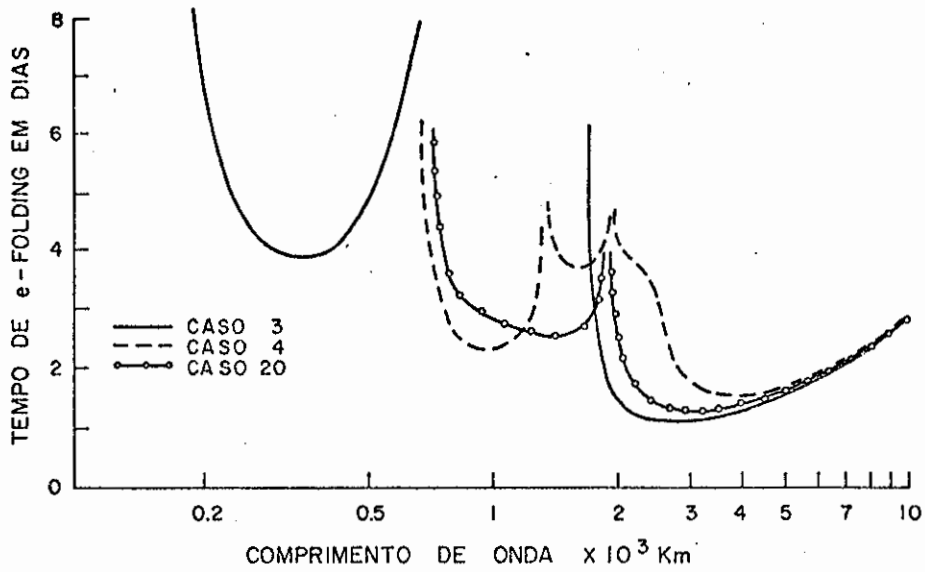


Fig. III.3 - Espectros de instabilidade dos casos 3, 4 e 20

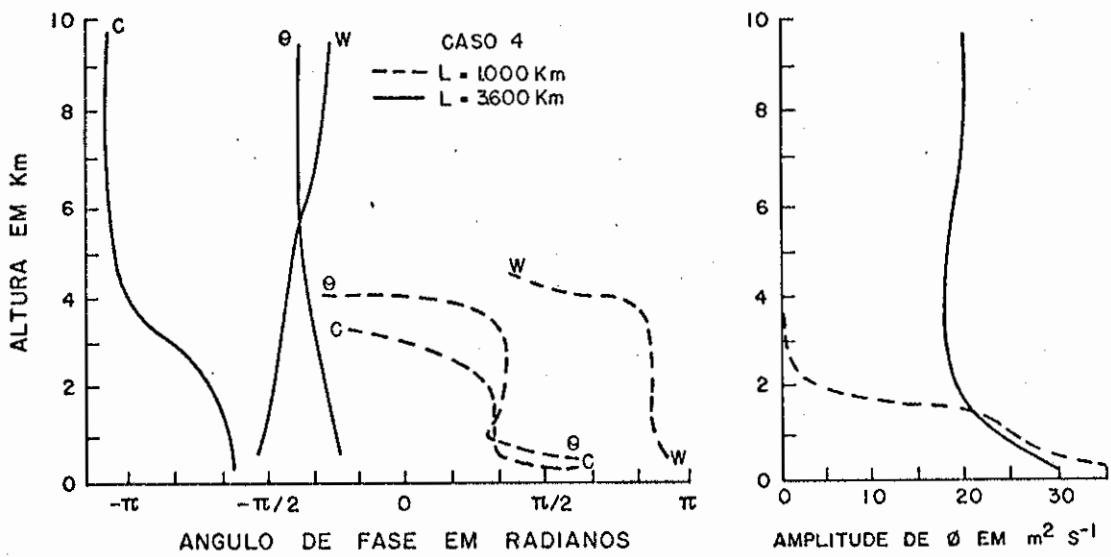


Fig. III.4 - Estrutura vertical das OMCs do caso 4.

Este tipo de DEM não apareceu no caso com P1 para o qual $d^2\bar{u}/dz^2$ é positivo até 3 km e negativo acima de 3 km, e $\delta_r = (\bar{u} - c_r)$ é negativo e grande nos baixos níveis. A estabilidade estática efetiva (Equação II.33) torna-se então maior que S. Portanto, esta onda foi estabilizada. No caso com P2, $d^2\bar{u}/dz^2$ é negativo em toda profundidade. O valor de δ_r é negativo nos baixos níveis e, portanto, a estabilidade estática efetiva nos baixos níveis torna-se menor que S. De acordo com Staley e Gall (1977), o perfil P2 pode gerar instabilidade na escala média. Assim, o perfil P2, que representa a região onde a frente fria corta a superfície, parece apropriado para o desenvolvimento de DEM.

A Figura III.5 mostra os EIs dos casos 5 e 6 da Tabela III.2. Os perfis P3L e P3, usados nestes casos, têm as mesmas características dos perfis P2L e P2, exceto a localização da frente nas altas latitudes, portanto $|f|$ e R_β são maiores e o cisalhamento é menor (veja-se a Equação II.49). Neste caso, as regiões de instabilidade foram deslocadas para a esquerda. A OMC do perfil P3L (curva contínua) está situada na região intermediária do espectro com um comprimento de 1600 km. Este encolhimento da escala preferida é devido ao pequeno cisalhamento. O modo de Eady no caso 6 (P3 com curvatura) tem menor taxa de crescimento em comparação ao caso 5, porque a estabilidade estática (veja-se a Tabela III.1) é maior nos baixos níveis. No caso P3, a segunda OMC tem um comprimento de 600 km, já na região de ondas curtas, que corresponde à RIOM do caso 4 (veja-se a Figura III.3). Com menor cisalhamento e maior $|f|$, esta região também foi deslocada para menores comprimentos de onda juntamente com o modo de Eady. A estrutura desta onda (não está apresentada) parece com aquela da onda $L = 1.000$ km do caso 4. Para ver claramente o efeito de f , o caso 7 com o perfil P3L, mas $|f|$ artificialmente reduzido para um valor a 30°S , foi estudado. Neste caso, o EI (curva com círculos na Figura III.5) foi deslocado para a direita e para cima, concordando aproximadamente com a curva tracejada. Esse comportamento, aparentemente, sugere que a diminuição de $|f|$ tem o mesmo efeito do que incluir o termo de $d^2\bar{u}/dz^2$ sobre o modo de Eady. Este comportamento é difícil de estabelecer através das expressões dos coeficientes dados na Equação II.32.

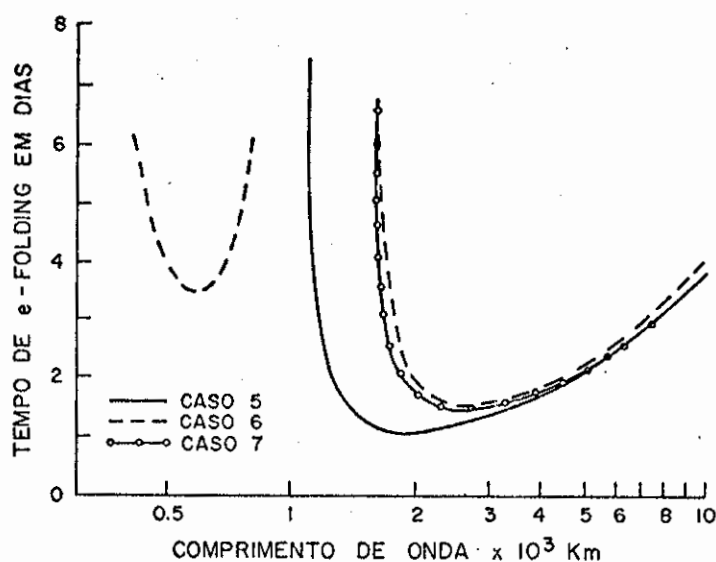


Fig. III.5 - Espectros de instabilidade dos casos 5, 6 e 7.

Os EIs obtidos a partir do perfil P1 com uma tampa rígida na altura de 5 km e o perfil linear correspondente são dados na Figura III.6. Devido ao efeito de profundidade reduzida, as OMCs do modo de Eady, em ambos os casos, deslocam-se para comprimentos menores em comparação com os resultados da Figura III.1. Este tipo de encolhimento da escala preferida, com a redução da profundidade efetiva do fluido, foi discutido por Held (1978) para o modo de Charney (ondas baroclínicas instáveis com os efeitos de β e estratificação contínua incluídos). A taxa de crescimento das ondas curtas instáveis aumentou com a redução da profundidade. Entretanto, a RIOC desapareceu novamente com a inclusão do efeito de $d^2\bar{u}/dz^2$.

Os casos 10 e 11 foram estudados para destacar o efeito do valor de S sobre o espectro de instabilidade baroclínica. Os EIs de P5L com $S = 0,45 \times 10^{-4}$ (curva contínua) e de P6L com $S = 0,86 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ (curva tracejada) são mostrados na Figura III.7. O perfil P5L tem um cisalhamento bem maior que P2L e P3L e, portanto, R_i é bem menor. O caso 10 mostra uma RIOC com a OMC de $L \sim 400 \text{ km}$. O tempo de e-folding desta OMC é 1,5 dias, mas a velocidade de fase é muito alta com um valor de 50 m s^{-1} , dando uma escala de tempo de poucas horas. A confiabilidade desta RIOC

é muito pequena, pois $c_i/c_r \sim 0,01$. Os modos de Eady mostram que com a redução de S a OMC se encolhe e a instabilidade aumenta. Todavia, pode-se dizer que uma simples redução de R_i não reduz o L da OMC do modo de Eady substancialmente para que haja uma escala preferida na escala intermediária.

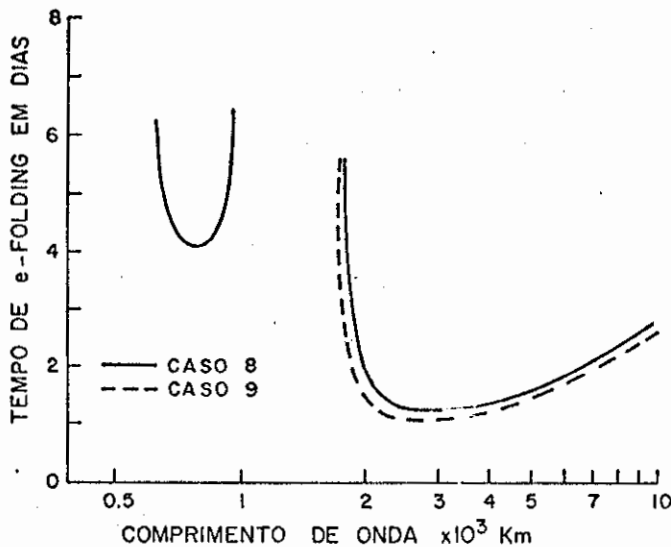


Fig. III.6 - Espectros de instabilidade dos casos 8 e 9.

Os perfis P4, com cisalhamento pequeno, representativo da região para o lado equatorial (a 38°S) de uma frente situada a 45°S , e P4L (casos 12 e 13) apresentam os EIs mostrados na Figura III.8. No caso do P4L, o modo de Eady deslocou-se muito para a esquerda com uma OMC de $L \sim 1.000$ km já na região intermediária do espectro. O tempo de e-folding desta onda é apenas ligeiramente maior do que aquela do caso 5. Este resultado demonstra que a instabilidade do tipo Eady atua bem até com cisalhamento pequeno se S for suficientemente pequeno. Aparentemente, a existência do cisalhamento crítico, abaixo do qual a instabilidade baroclínica não atua, é uma propriedade do modelo de 2 níveis no plano- β (veja-se Phillips, 1954). Esse valor crítico é proporcional a β (Held, 1978). No presente modelo, β é nulo e portanto não se pode esperar um cisalhamento crítico diferente de zero. A hipótese de ajustamen

to baroclínico de Stone (1978) depende da existência de cisalhamento crítico próximo aos valores observados na atmosfera. No caso de P4, a taxa de crescimento do modo de Eady diminui bastante e, portanto, voltou a apoiar a existência de cisalhamento crítico que, por sua vez apoia a hipótese de ajustamento baroclínico. Em outras palavras, as características da instabilidade baroclínica dos perfis não-lineares são mais realistas. A OMC do modo de Eady tem as escalas horizontal e temporal (advectiva) da ordem de 1.600 km e 3,7 dias. No mesmo caso com P4 apareceu uma outras OMC com $L = 600$ km e $c_r = 3 \text{ m s}^{-1}$, dando uma escala de tempo advectiva da ordem de 2 dias. Esta OMC corresponde à RIOM do caso 4, e tem o mesmo tipo de estrutura vertical apresentada pela onda de $L = 1.000$ km do caso 4.

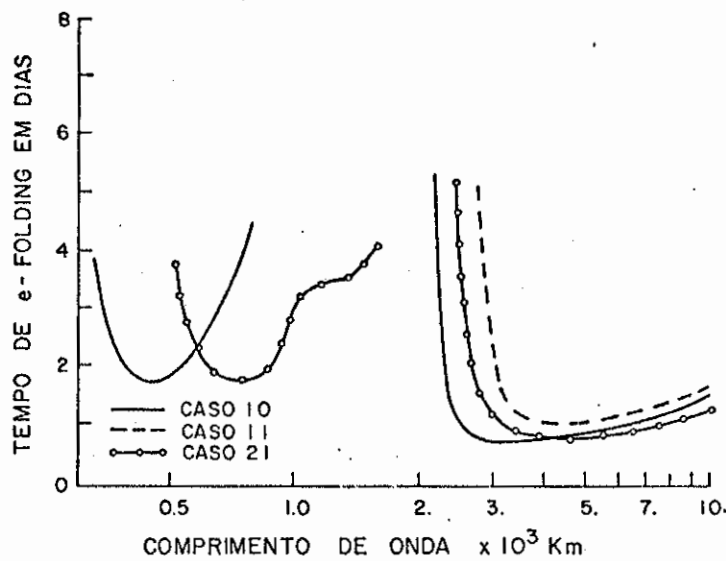


Fig III.7 - Espectros de instabilidade dos casos 10, 11 e 21.

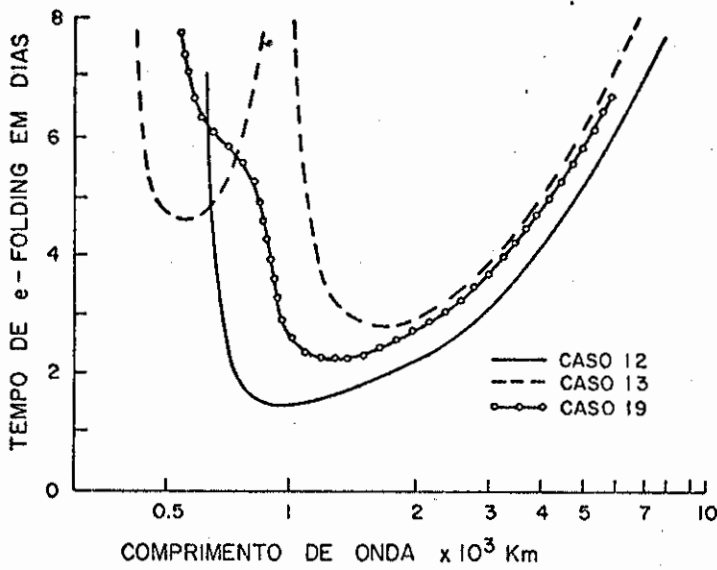


Fig. III.8 - Espectros de instabilidade dos casos 12, 13 e 19.

O efeito de aquecimento devido à liberação de calor latente no modelo no plano-f é examinado. O que segue é uma demonstração do fato de que a instabilidade devida puramente à liberação de calor latente atua somente quando $\eta > 1,0$. Considera-se $\bar{u} \equiv 0$ e η e S constantes e positivos, Neste caso, a Equação II.28 torna-se:

$$(f^2 - k^2 c^2) \frac{d^2 \tilde{w}}{dz^2} - k^2 S \tilde{w} = - k^2 S \eta \tilde{w}_*$$

Aplicando-se esta equação para um modelo de 3 camadas com $\tilde{w}_* = \tilde{w}_1$ obtém-se, através das equações homogêneas a seguinte condição:

$$\frac{f^2 - k^2 c^2}{\Delta Z^2} = \frac{1}{6} k^2 S [(3\eta - 4) \pm (3\eta - 2)]$$

Pode-se observar que somente com o sinal positivo c pode tornar complexo. Neste caso tem-se:

$$k^2 c^2 = [f^2 - k^2 S \Delta Z^2 (\eta - 1)]$$

Pode-se ver que a condição necessária para c ser imaginário é $\eta > 1 + f^2/k^2 S \Delta z^2$ e a taxa de crescimento, kc_i , é máxima para $k \rightarrow \infty$ ou $L \rightarrow 0$. Em outras palavras, o aquecimento prefere instabilidade na escala mínima. Se os parâmetros η e S forem variáveis e $u \neq 0$ a condição apropriada não é fácil de deduzir.

Para examinar o efeito da variação do nível de aquecimento máximo sobre o comportamento do EI, os casos 14, 15 e 16 foram estudados. A Figura III.9 mostra os EIs do perfil P1 com $\eta = \eta_3$ (curva contínua), $\eta = \eta_4$ (curva tracejada) e $\eta = \eta_5$ (curva com círculos) (vejam-se os perfis de η na Figura II.1). Em todos estes casos $\eta \leq 1,0$, portanto, nenhum dos EIs mostra a tendência de preferir menores escalas. O aquecimento máximo nos níveis superiores ($\eta = \eta_3$) não alterou o EI em comparação com a curva tracejada da Figura III.1. À medida que o pico de aquecimento desce para os níveis baixos, a instabilidade prefere escalas menores.

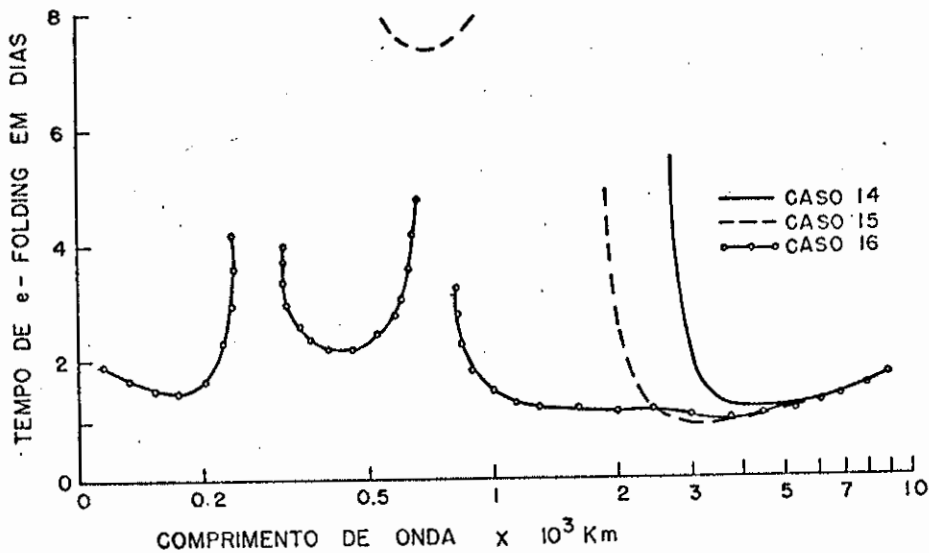


Fig. III.9 - Espectros de instabilidade dos casos 14, 15 e 16.

É bom lembrar que a curvatura do PI não favorece a instabilidade das escalas intermediárias e pequenas (vejam-se caso 2). A onda de $L = 2.000$ km no caso 16 apresenta um tempo de "e-folding" de ~ 1 dia e uma velocidade de fase de $\sim 14 \text{ m s}^{-1}$, dando uma escala de tempo advectiva de 1,6 dias. A estrutura desta onda, apresentada na Figura III.10, mostra claramente que a sua amplitude ($\hat{\phi}$) é confinada na baixa troposfera. A circulação no plano $x - z$, dada pelas linhas de fase esquematizada e apresentada no lado esquerdo da mesma figura, é direta, sugerindo $C(P' \rightarrow K') > 0$. Nos baixos níveis, o cavado é relativamente quente, e acima de 3,5 km de altura o cavado é relativamente frio. A estrutura parece com aquela da onda de Eady, mas concentrada nos baixos níveis.

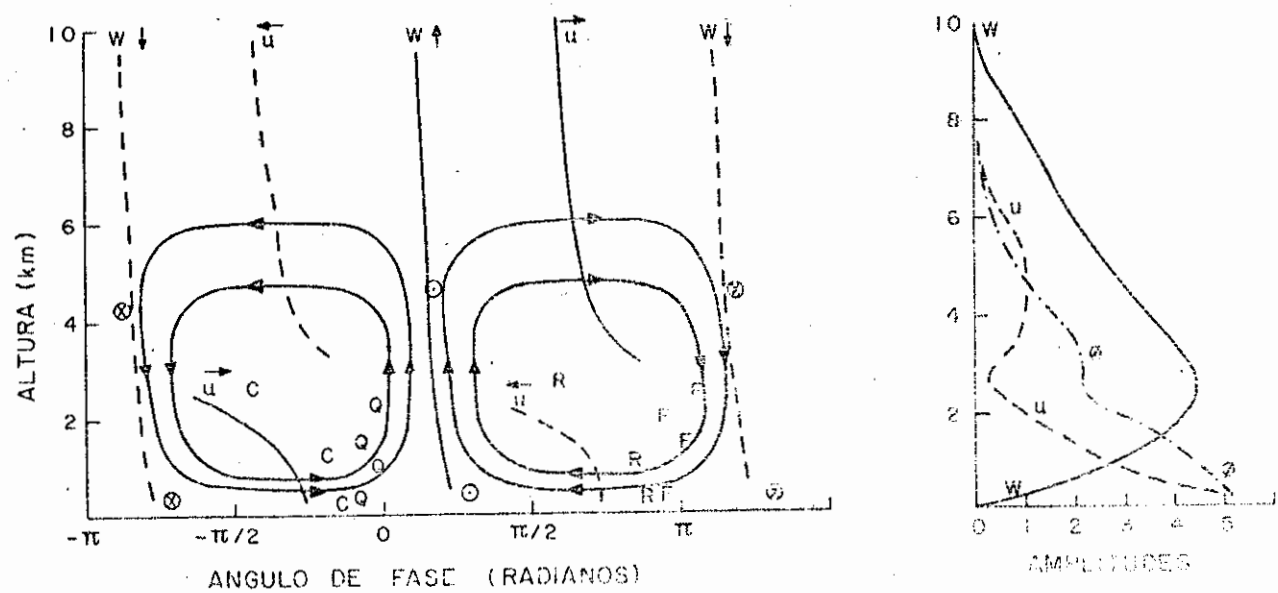


Fig. III. 10 - Estrutura completa da onda $L = 2000$ km do caso 16.

Os casos 17 e 18 (da Tabela III.2) foram estudados para examinar o efeito da magnitude de η . A Figura III.11 mostra os EIs do perfil P3 com $\eta = \eta_1$ (curva contínua) e $\eta = \eta_2$ (curva tracejada). Comparando-se as Figuras III.5 e III.10 pode-se ver que o aquecimento mergulhou as duas regiões de instabilidade, mostrando assim, uma tendência de instabilizar as escalas intermediárias, que eram provavelmente instáveis marginalmente. Também pode-se ver que quanto maior for o aquecimento, maior é este efeito. No passado, vários trabalhos relatados (Charney e Eliassen 1964; Ooyama, 1969, etc.), a introdução do CISK produziu instabilização forte nas escalas muito pequenas, a qual era considerada um aspecto negativo da parametrização. No presente estudo não existe este aspecto negativo. A OMC no caso 18 ficou em torno de 2.000 km com $c_r = 12,2 \text{ m s}^{-1}$. Isto dará uma escala de tempo de 2 dias. A variação vertical da amplitude desta onda parece com aquela apresentada na Figura III.2 com a curva tracejada. Esta é uma onda de Eady modificada por $d^2\bar{u}/dz^2$ e aquecimento.

Incluindo-se o efeito de $\eta = \eta_2$, no caso 13, obtém-se o caso 19, cujo EI é a curva com círculo da Figura III.8. Neste caso, RIOC foi pouco estabilizada, mas o modo de Eady, que já está na escala intermediária, apresenta maior instabilidade em comparação com o EI se aquecimento. A OMC diminuiu para $L \sim 1500 \text{ km}$, com $c_r = 5,2 \text{ m s}^{-2}$, que dá uma escala do tempo superior a 3 dias.

Quando $\eta = \eta_2$ é incluído no caso 4, obtém-se o caso 20, cujo EI é a curva com círculos da Figura III.3. A OMC do modo de Eady deste caso diminuiu para $L = 3.000 \text{ km}$ (compare-se com a curva tracejada). Na região intermediária a instabilidade aumentou e a OMC tem $L \sim 1500 \text{ km}$ e $c_r \sim 14 \text{ m s}^{-1}$ e, portanto, uma escala de tempo da ordem de 30 horas. A estrutura vertical desta onda é semelhante àquela do caso 4, mostrada na Figura III.4, com as curvas tracejadas. Esta onda aparentemente tem todas as características do DEM, estudado por Matsumoto et alii (1970).

O EI do P5, incluindo-se o aquecimento (caso 21) está apresentado na Figura III.7 com a curva com círculos. Com maior cisalhamento, todo o espectro foi deslocado para maiores comprimentos de onda comparado à curva contínua. Embora a curvatura do P5 tente estabilizar as escalas menores, o aquecimento favoreceu a RIOM com uma OMC de 900 km. A estrutura desta OMC, apresentada na Figura III.12, mostra que a amplitude varia muito até 4 km de altura, com a máxima a 3,5 km, e mantém-se constante e moderadamente alta acima deste nível.

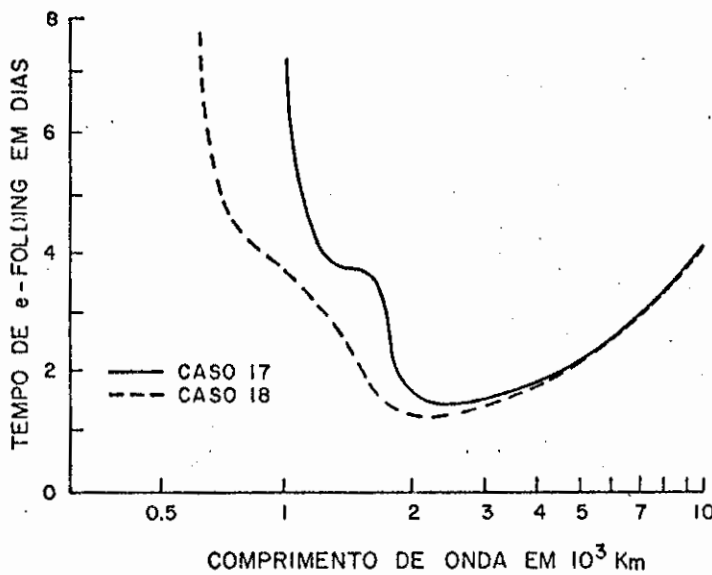


Fig. III.11 - Espectros de instabilidade dos casos 17 e 18.

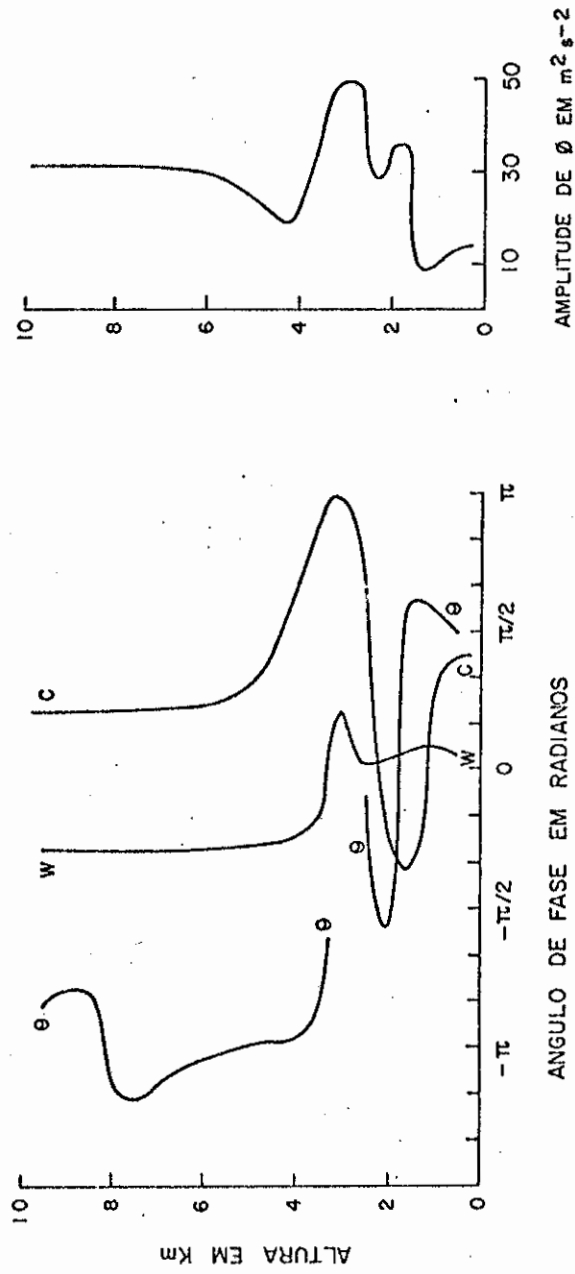


Fig. III. 12 - Estrutura da onda de escala média no caso 21.

3.2 - MODELO NO PLANO- β

Para destacar a importância do parâmetro β , da fricção e da variação meridional das perturbações sobre a instabilidade baroclínica, vários casos listados na Tabela III.3 são estudados com o modelo completo e os resultados são discutidos neste capítulo. Sabe-se que o efeito de β sobre o EI num modelo quase-geostrófico é o de estabilizar as ondas baroclínicas muito longas (Charney, 1947). No presente modelo de equações primitivas, este efeito também permanece até para perfis com curvatura. O modo de Eady modificado pela inclusão de β é referido como "modo de Eady-Charney".

TABELA III.3

CARACTERÍSTICAS DOS CASOS EM QUE OS ESPECTROS DE INSTABILIDADE SÃO OBTIDOS COM O MODELO NO PLANO- β

Nº DO CASO	PERFIL USADO	CARACTERÍSTICAS ESPECIAIS	FIG. III
22	P1L	Efeito de β sobre o modo de Eady.	13
23	P1	$\beta \neq 0$ e $d^2\bar{u}/dz^2 \neq 0$.	13
24	P1	$\beta \neq 0$, $d^2\bar{u}/dz^2 \neq 0$ e aquecimento.	13
25	P1L	Variação meridional das perturbações, $\lambda = k$.	14
26	P1	$\lambda = k$, $d^2\bar{u}/dz^2 \neq 0$ e $\beta \neq 0$.	14
27	P1	$\beta \neq 0$ e com atrito em toda profundidade.	15
28	P1	Igual ao 27, exceto com menor atrito.	15
29	P1	$\beta \neq 0$ e efeitos de arrasto e atrito.	15, 16 e 17
30	P1	$\beta \neq 0$ e somente arrasto da superfície.	15
31	P2	$\beta \neq 0$, $d^2\bar{u}/dz^2 < 0$ nos baixos níveis e arrasto.	17 e 19
32	P2	Igual ao 31, mas com aquecimento.	18 e 19
33	P2	Igual ao 3, mas $\beta \neq 0$	20
34	P2L	Igual ao 4, mas $\beta \neq 0$	20

FIG = indica o número da figura em que os resultados são mostrados.

O caso 1, com a inclusão de β , torna-se o caso 22 da Ta
bela III.3, e o EI do caso é a curva contínua da Figura III.2. Comparando
do-se os dois EIs dos casos 1 e 22 nota-se que, além de estabilizar as
ondas de comprimentos maiores que 5000 km, o efeito de β instabiliz
ou um pouco a RIOC e as ondas entre 1.000 e 2.000 km. A OMC do modo
de Eady-Charney é de 3.800 km e é ligeiramente menor que a OMC do caso
1. A velocidade de fase, c_r , desta OMC aumentou de $5,5 \text{ m s}^{-1}$ sem β para
10,8 com β . A instabilidade das ondas médias e curtas é reduzida
quando o termo que contém $d^2\bar{u}/dz^2$ também é incluído, como pode ser visto
na curva tracejada do caso 23. A OMC do perfil com curvatura é ligeira
mente maior, com $L = 4.200 \text{ km}$, e é mais instável, e o valor de c_r aumen
tou ainda mais para $\sim 15 \text{ m s}^{-1}$. Este comportamento dos perfis com
curvatura foi explicado na Seção 3.1.

No caso 24, o efeito de aquecimento também é incluído com
o perfil $\eta = \eta_1$. O EI deste caso é a curvatura com círculos da Figura
III.13 e mostra que a faixa dos modos de Eady-Charney ficou mais larga
com uma OMC de 3600 km e a RIOC foi restaurada com uma OMC de 400 km.
Isto indica que $d^2\bar{u}/dz^2 > 0$ nos baixos níveis e o aquecimento diabático
tem aos efeitos opostos sobre a estabilidade das ondas de escalas pequ
enas. O EI do P1, incluindo-se o aquecimento com $\eta = \eta_1$, mas tornando
do-se o nível de base das nuvens a 2 km (em vez de 1 km em todos os outro
s casos), foi obtido. A instabilidade das ondas curtas e médias aumen
tou muito, sendo que a instabilidade da escala preferida está nos
comprimentos menores. O modo de Eady não foi modificado.

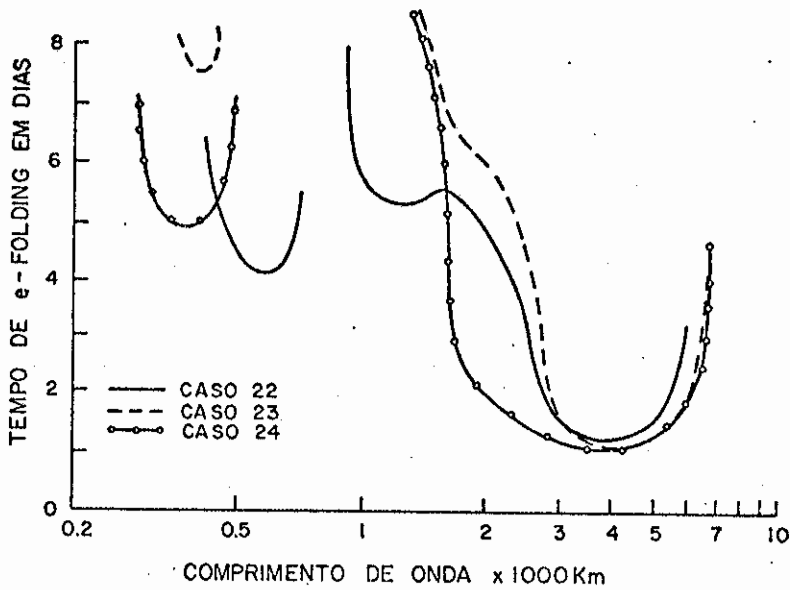


Fig. III.13 - Espectros de instabilidade dos casos 22, 23 e 24.

Os casos 25 e 26 são obtidos, incluindo-se a variação meridional das perturbações na forma $\ell = k$ (o mesmo comprimento de onda em ambas as direções x e y) com os perfis P1L e P1, respectivamente, e os espectros de instabilidade são apresentados na Figura III.14 com a inclusão de $\ell = k$, os coeficientes da Equação II.28 têm alguns termos extras, além de se ter $(k^2 + \ell^2) = 2k^2$ no lugar de k^2 . Os efeitos de $2k^2$ no lugar de k^2 são de deslocar o espectro de instabilidade para o lado de comprimentos maiores e de aumentar o tempo de "e-folding" (ou diminuir a taxa de crescimento, kc_i) na proporção de $\sqrt{2}$. O modo de Eady-Charney do caso 26 da Figura III.14 em comparação com aquela da Figura III.13 (curvas tracejadas), concorda bem com esta dedução. Os termos extras, devido à inclusão de $\ell = k$, aparentemente geram um outro modo de instabilidades na escala muito pequena, como pode ser visto na Figura III.3. Stone (1966) conjecturou que, para escalas pequenas (numa atmosfera sem atrito e sem aquecimento), o termo $d^2\bar{u}/dz^2$ não deve ser desprezado e neste caso podem existir soluções instáveis da Equação II.28, para as quais c é da ordem de $\bar{u}$. Os resultados aqui obtidos apoiam a conjectura de Stone.

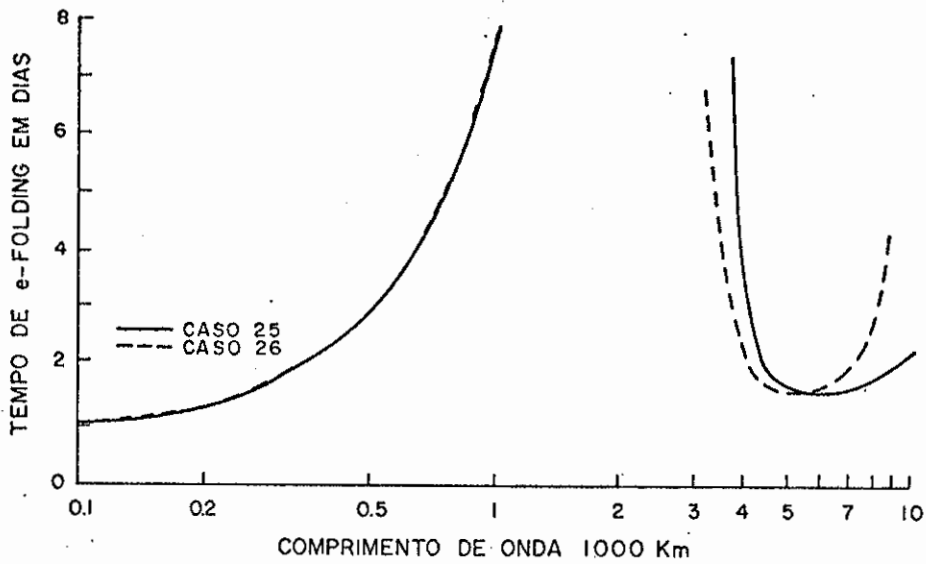


Fig. III.14 - Espectros de instabilidade dos casos 25 e 26.

O efeito do atrito $\bar{\epsilon}$ é estudado nos casos 27 e 30, usando-se o perfil P1, e os espectros de instabilidade são apresentados na Figura III.15. As curvas contínua e tracejada, respectivamente, são os EIs dos casos 27 e 28, nos quais o coeficiente de atrito $\bar{\epsilon}$ é tomado constante em toda profundidade com os valores de $\alpha = 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ e 10^{-6} s^{-1} , respectivamente. Estes valores significam que as escalas temporais da dissipação friccional são da ordem de 1 e 10 dias, respectivamente. Comparando-se estes EIs com o EI do caso 23 pode-se dizer que o atrito uniforme tem efeito estabilizador sobre todas as escalas. Esta estabilização é acentuada no caso de atrito grande (curva contínua). Holopainen (1961) tirou conclusões de que o atrito reduz a instabilidade no meio de espectro e aumenta nos extremos, para o modo de Charney num modelo quase-geostrófico de 2 níveis. Isso talvez demonstre a deficiência do seu modelo.

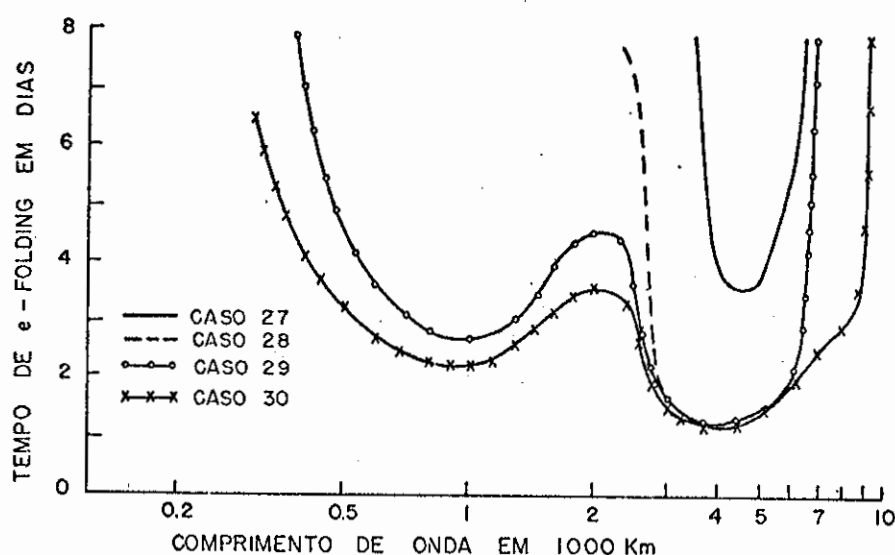


Fig. III.15 - Espectros de instabilidade dos casos 27, 28, 29 e 30.

Para simular o efeito de arrasto friccional na superfície, os casos 29 e 30 são estudados com $\alpha = 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ nos dois níveis inferiores. No caso 29, existe $\alpha = 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ nos outros níveis, contrastando com o caso 30 em que $\alpha = 0$ nestes níveis. A curvatura do perfil P1 usado não favorece a instabilidade das ondas intermediárias. Comparando-se os EIs destes casos (curvas com círculos e com cruzeiros na Figura III.15) com os EIs dos casos 27 e 28, observa-se um resultado surpreendente. O arrasto da superfície (daqui adiante simplesmente chamado "arrasto" em contraste com o "atrito") produz uma nova região de instabilidade nas ondas intermediárias com uma OMC da ordem de 1100 km. A instabilidade deste novo modo (que será chamado o modo de arrasto) aumenta quando o atrito nos níveis superiores é nulo (a curva com cruzeiros da Figura III.15). Este resultado, aparentemente, não é fortuito porque, segundo Chandrasekhar (1961), o papel da fricção num fluido em rotação pode ser invertido. Uma possível explicação matemática para a presença do modo de arrasto é a seguinte: os coeficientes da Equação II.28 no caso $\ell = \beta = H = \alpha = 0$ são polinômios de 3º grau em c , entretanto se $\alpha \neq 0$ os coeficientes tornam-se polinômios de 4º grau e isto significa a presença de um modo normal extra no problema de autovalores-autovetores.

O valor de c_r da OMC do modo de arrasto é $6,8 \text{ m s}^{-1}$, dando uma escala temporal da ordem de 2 dias. As características do modo de Charney-Eady praticamente não mudaram com a inclusão do arrasto. As estruturas verticais do modo de Charney-Eady (curvas contínuas) e do modo de arrasto (curvas tracejadas) do caso 29 são mostradas na Figura III.16. O modo de Eady-Charney apresenta a mesma estrutura do modo de Eady modificada. O modo de arrasto tem uma estrutura diferente. A amplitude deste modo é confinada nos baixos níveis, o cavado é relativamente quente em alguns níveis na baixa troposfera, e a inclinação do cavado para oeste com a altura é grande.

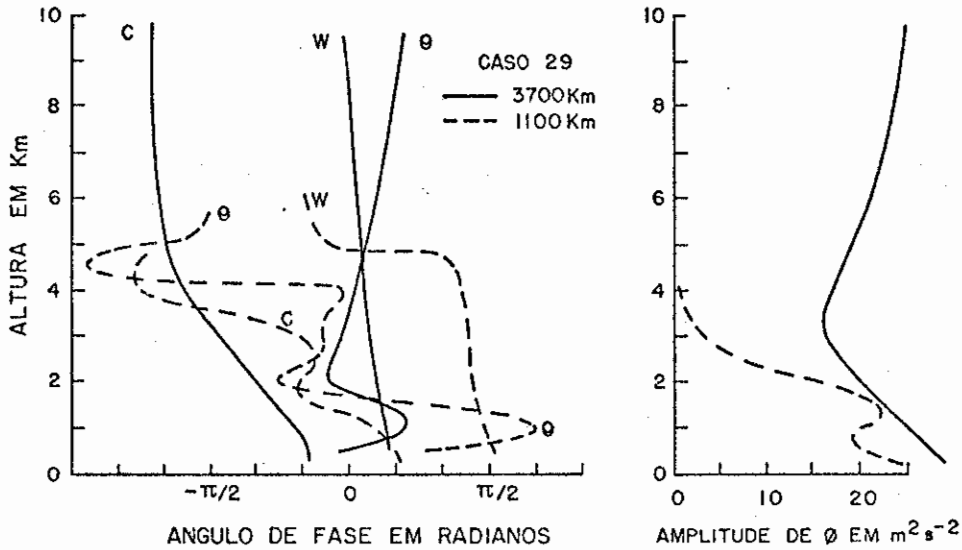


Fig. III.16 - Estruturas verticais das ondas da escala intermediária (com arrasto) e do modo de Eady-Charney.

- C representa cavado, θ máximo de temperatura potencial, w, máximo de velocidade vertical para cima.

Os ciclos energéticos das OMCs dos casos 23, 28 e 29 são mostrados na Figura III.17 (a e b). A energética do modo de Eady-Charney, tanto com atrito (caso 28), quanto com arrasto (caso 29), é essencialmente a mesma, quando comparada com o caso 23. O modo de arrasto apresenta maior dissipação friccional da energia cinética, mas a conversão da energia potencial para a energia cinética também é muito grande, deixando um bom saldo para a onda crescer em amplitude. A Figura III.17 mostra que $(dP'/dt) > (dK'/dt)$ para o modo de Eady-Charney, sendo o contrário para a escala intermediária (modo de arrasto). Esse comportamento das ondas longas (modos de Eady-Charney) é conhecido tanto dos estudos teóricos, quanto dos estudos observacionais (Phillips, 1954 e Saltzman, 1970). Apesar de a fonte ser a mesma para os dois tipos de distúrbios, existe uma diferença clara nas interações de energia. Infelizmente, não existe um estudo de energética detalhada para as ondas intermediárias.

Os efeitos de β , η e arrasto sobre o perfil P_2' (com $d^2\bar{u}/dz^2 < 0$ em toda profundidade) são estudados nos casos 31 e 32 e os EIs obtidos são mostrados na Figura III.18. O caso 31 (curva contínua) não tem aquecimento e o caso 32 é igual ao caso 31, exceto a inclusão do aquecimento com $\eta = \eta_2$ (curva tracejada). Observa-se que no caso 31 as duas regiões de instabilidade, praticamente mergiram numa só e o comprimento de onda da OMC do modo Eady-Charney diminuiu para 3000 km devido aos efeitos de arrasto e $d^2\bar{u}/dz^2 < 0$. Com a inclusão de aquecimento (curva tracejada), a instabilidade dos dois modos aumentou e os comprimentos de ondas das OMCs encolheram ainda mais, com valores de 900 km e 2400 km, além de aparecer uma nova região de instabilidade nas escalas muito pequenas. A velocidade de fase destas ondas de pequena escala, é, surpreendentemente, negativa com valores da ordem de -5 ms^{-1} . Estas ondas, aparentemente, não são do tipo Kelvin-Helmholtz, pois $R_i \gg 0,25$ neste caso. Para as ondas muito pequenas ($L \leq 100 \text{ km}$), os efeitos não-hidrostáticos tornam-se importantes e a instabilidade de Kelvin-Helmholtz sempre se manifesta (Lamb, 1932, p. 374). Portanto, a instabilidade das ondas muito pequenas do presente estudo não pode ser levado em conta.

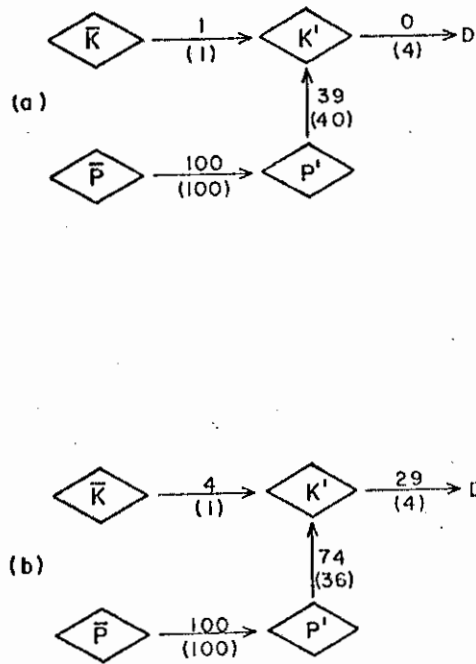


Fig. III.17 - Ciclo de energia dos modos de Eady-Charney dos casos 23 e 28 (a); e das OMCs do caso 30 (b).

- As taxas de conversão são normalizadas para $C(\bar{P} \rightarrow P') = 100$ unidades de energia por unidade de tempo. Em (a) sem parênteses $\rightarrow L = 4.000$ km do caso 23, sem atrito; com parênteses $\rightarrow L = 4.000$ km do caso 28, com atrito. Em (b) dois OMCs do caso 30; sem parênteses $\rightarrow L = 1.100$ km; com parênteses $\rightarrow L = 4.400$.

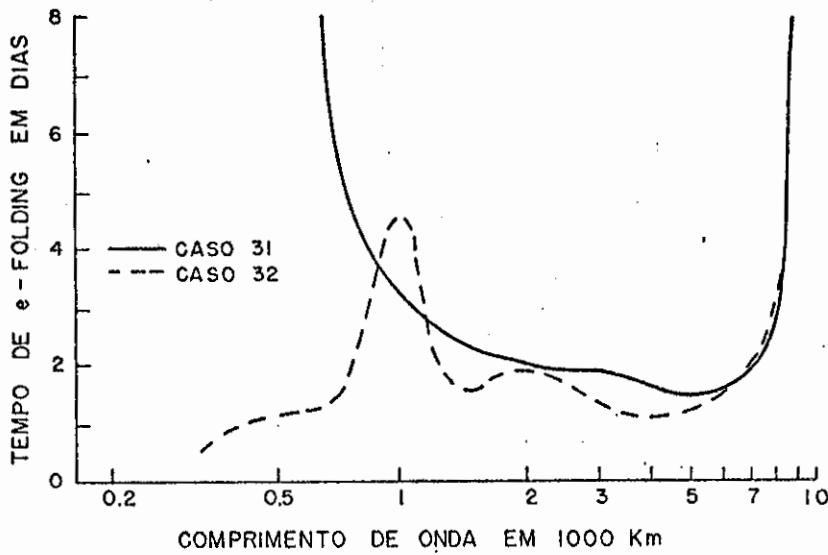


Fig. III.18 - Espectros de instabilidade dos casos 31 e 32.

As OMCs do caso 32 concordam bem com aquelas do caso 20. As energéticas destas duas OMCs nos casos 4, 20 e 32 são mostradas na Figura III.19. No caso sem arrasto e sem aquecimento, as ondas intermediárias apresentam, aproximadamente, a mesma energética dos modos de Eady. No caso com aquecimento sem arrasto para as ondas intermediárias, a conversão $C(P' \rightarrow K')$ é muito maior do que $[C(\bar{P} \rightarrow P') + G(P')]$; entretanto, para os modos de Eady, $C(P' \rightarrow K')$ é da mesma ordem de $[C(\bar{P} \rightarrow P') + G(P)]$. Com a inclusão do arrasto, para compensar a dissipação da energia cinética, $C(P' \rightarrow K')$ aumenta ainda mais nas duas escalas. Isso indica que o arrasto modifica a estrutura das ondas de tal maneira que aumenta a correlação entre w' e θ' (veja-se a Equação II.48).

Para demonstrar a permanência do efeito de curvatura até no modelo no plano- β , os EIs dos P2L e P2 sem arrasto e sem aquecimento foram obtidos (casos 33 e 34). Comparando-se os resultados do caso 34 (Figura III.20) com os do caso 4 (Figura III.3) pode-se notar uma boa concordância. Com a inclusão de β , a instabilidade das ondas ultralongas diminuiu e das ondas intermediárias aumentou.

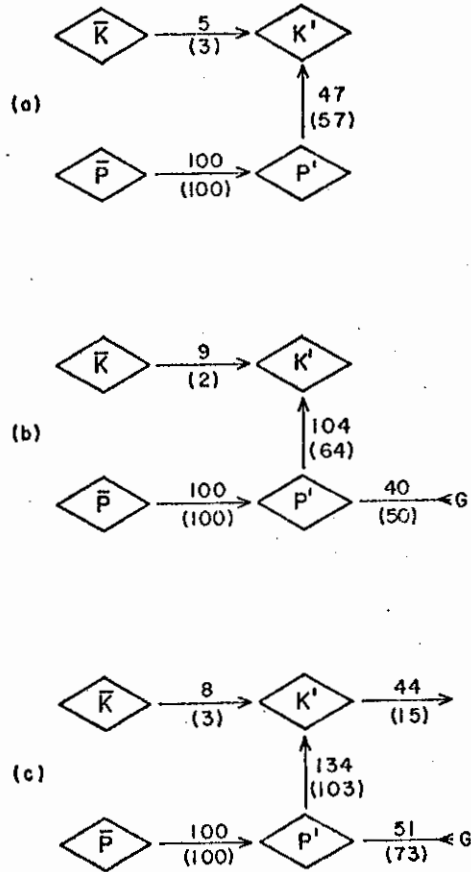


Fig. III-19 - Energéticas dos casos 4 (a), 20 (b) e 32 (c).

- Os números sem parênteses $\rightarrow L \sim 1.000$ km e os números com parênteses $\rightarrow L \sim 3.000$ km.

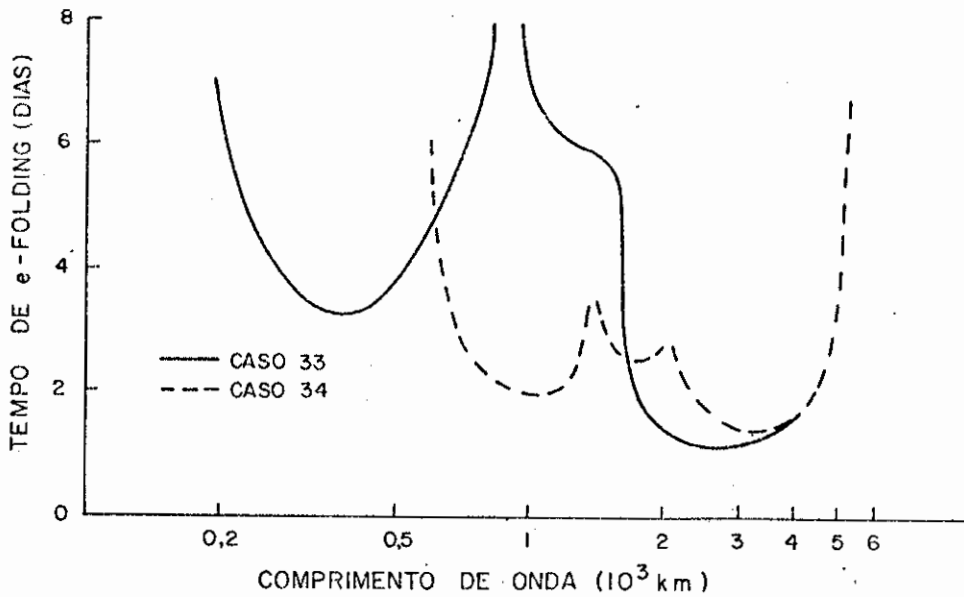


Fig. III.20 - Espectros de instabilidade dos casos 33 e 34.

3.3 - RESUMO DOS RESULTADOS

Pode-se destacar como melhorias nos modelos estudados neste trabalho, em comparação com aqueles usados por Stone (1966), Tokioka (1972) e Staley e Gall (1977), a inclusão do efeito da curvatura do perfil do vento zonal básico ($d^2\bar{u}/dz^2$) e o efeito do arrasto de superfície. Os resultados revelam que os perfis do vento zonal com $d^2\bar{u}/dz^2 < 0$ nos baixos níveis são vulneráveis para perturbações de escala intermediária ($L \sim 1000$ km), além de ter os modos instáveis do tipo de Eady - Charney (caso 4). A inclusão do efeito de arrasto também produz um novo modo de instabilidade baroclínica na escala intermediária (caso 30). Estes novos modos de instabilidade baroclínica não foram revelados no passado e não são do conhecimento do autor. A escala do modo de Eady diminui para $L \sim 1500$ km num estado básico com pequenos valores da estabilidade estática e do cisalhamento (R_i não necessariamente pequeno) (caso 12 e 13). A inclusão do efeito de liberação de calor latente aumenta a instabilidade das ondas intermediárias e também diminui a escala do modo de Eady-Charney (casos 18, 19 e 32). As ondas deste tipo têm, essencialmente, a mesma estrutura dos modos de Eady, salvo pequenas modificações.

As ondas instáveis de escala intermediária obtidas nos casos 4, 16, 20 e 29 são confinadas nos baixos níveis e apresentam to das as características dos distúrbios da escala média estudados por Matsumoto et alii (1970).

A velocidade de fase das ondas instáveis aumenta com a inclusão de $d^2\bar{u}/dz^2$. O parâmetro β tem o efeito de aumentar a instabilidade das ondas intermediárias e curtas, além de estabilizar as on das muito longas. A inclusão da variação meridional das perturbações ($\lambda \neq 0$), além de deslocar o espectro de instabilidade para o lado de ondas longas, instabiliza as ondas de escala muito pequena.

CAPÍTULO IV

SUMÁRIO E CONCLUSÕES

O presente estudo visa examinar os efeitos da curvatura do vento zonal básico ($d^2\bar{u}/dz^2$), do arrasto de superfície e do aquecimento devido à liberação de calor latente sobre a instabilidade baroclínica, com as equações lineares primitivas de Boussinesq. As soluções foram obtidas numericamente, usando-se uma grade vertical de alta resolução ($\Delta z = 0,5$ km), sendo considerados aqueles estados básicos encontrados nas proximidades das zonas frontais fracas idealizadas.

O termo que contém $d^2\bar{u}/dz^2$ tem um papel importante de modificar a estabilidade estática. Imagine-se uma frente fria inclinada para o lado do pólo na vertical, que corta a superfície da Terra nas latitudes médias. O perfil vertical de $\bar{u}$ no local e lado equatorial deste corte tem curvatura grande e negativa ($d^2\bar{u}/dz^2 < 0$) nos baixos níveis (ex. perfil P2). Para as ondas que se propagam rapidamente para leste, neste tipo de escoamento, a estabilidade estática efetiva diminui (Veja-se a Equação II.33) às vezes até 30%. O efeito de estabilidade estática é mais importante para as ondas menores que as da escala sinótica (≤ 3.000 km) e, portanto, o termo $d^2\bar{u}/dz^2$ não deve ser desprezado (Stone, 1966). O efeito da curvatura do perfil sobre a reflexão das ondas baroclínicas quase-geostróficas nos níveis críticos ($\bar{u} = c_r$) e a instabilidade baroclínica foram discutidos por Lindzen e Tung (1978).

Nos espectros de instabilidade, obtidos com os perfis do tipo P2, surgiu uma nova região de instabilidade nas escalas interdiárias ($L \sim 1.000$ km) além da instabilidade convencional dos modos de Eady e Charney ($L \sim 4.000$ km). A onda com taxa máxima de crescimento (OMC) da escala intermediária apresenta o máximo de sua amplitude nos baixos níveis. Com a inclusão do efeito de liberação do calor latente a taxa de crescimento destes modos aumentou consideravelmente (caso 20). Os perfis em que a estabilidade estática e o cisalhamento são pequenos (R_i não necessariamente pequeno), o modo de Eady diminuiu na escala pa

ra dar uma única OMC de $L \sim 1500$ km (caso 19). Esta onda também apresenta o máximo de sua amplitude nos baixos níveis.

O efeito da inclusão do arrasto de superfície foi simulado, tomando-se um valor alto do coeficiente friccional de Rayleigh ($\alpha = 10^{-5} \text{ s}^{-1}$) só nos dois níveis inferiores. Este efeito gerou, surpreendentemente, uma nova região de instabilidade nas escalas intermediárias (caso 29). Entretanto, o atrito (um valor uniforme de α em toda profundidade) diminuiu a taxa do crescimento dos modos preexistentes. Este é um resultado novo, não conhecido anteriormente. A estrutura dos modos de arrasto também se parece com a estrutura da OMC da escala intermediária obtida no caso 20, exceto para uma inclinação acentuada na vertical.

Num fluido invíscido quase-geostrófico, as condições necessárias para a presença da instabilidade são a existência de gradiente meridional de temperatura na superfície (cisalhamento vertical) ou a mudança do sinal de $d\bar{q}/dy$ (onde $\bar{q}$ é a vorticidade pseudopotencial) em algum lugar no domínio (Charney, 1973). Nos perfis analíticos considerados neste trabalho, $d\bar{q}/dy$ é identicamente nulo e, portanto, as equações quase-geostróficas apresentariam somente os modos de Eady e Charney que são devidos a $d\bar{u}/dz$. Os modos novos obtidos são devidos aos termos não-geostróficos e à alta resolução vertical que foi necessária para levar em conta, adequadamente, os efeitos de $d^2\bar{u}/dz^2$, do arrasto e do aquecimento diabático.

Em todos os espectros de instabilidade obtidos, os tempos de "e-folding" dos OMCs de escala intermediária (~ 2 dias) são maiores que aqueles dos modos de Eady-Charney (~ 1 dia).

Um resultado semelhante foi obtido por Mishra (1980) no problema de geração e desenvolvimento dos distúrbios de monções. A questão a ser respondida então é: como os distúrbios de escala intermediária crescem no tempo, se explicados por esta teoria. Na opinião do autor deste trabalho, os mecanismos de amplificação das duas escalas, intermediária e sinótica, são diferentes. Para a amplificação das ondas

sinóticas, basta ter o cisalhamento vertical num fluido quase-geostrófico, mas para ondas de escala intermediária, os mecanismos principais são não-geostróficos e os efeitos da curvatura do perfil. Portanto, as duas escalas podem crescer independentemente, embora os efeitos não-lineares tornem-se importantes posteriormente. Por outro lado, dependendo da escala da perturbação inicial, uma ou outra escala amplifica-se rapidamente, em comparação com a outra.

Resumindo-se os resultados pode-se dizer que, no local da zona frontal ou no lado equatorial dela, os vórtices de escala intermediária, confinados nos baixos níveis, podem crescer devido às condições favoráveis de curvatura. Na retaguarda das zonas frontais, os efeitos de aquecimento nos baixos níveis favorecem a geração e amplificação dos DEMs.

Sobre as regiões continentais, o efeito de arrasto devido à rugosidade também favorece as ondas de escala intermediária no lado polar da zona frontal.

Os resultados teóricos, obtidos por si sós, são interessantes e têm novidades, além de ser relevantes para o contexto de ciclogênese local e para amplificação dos vórtices de escala menor que a sinótica, observada sobre a região central da América do Sul. Os distúrbios de escala intermediária ou média (DEMs), observados na região frontal do mar Japonês, foram estudados por Matsumoto et alii (1970). Dois exemplos de DEMs observados na região da América do Sul são dados nas Figuras I.1 e I.2.

A Tabela IV.1 apresenta uma comparação das características do distúrbio observado de escala intermediária e os resultados teóricos obtidos no Capítulo III. Pode-se dizer que as ondas instáveis de escala intermediária dos casos 16 e 18 concordam melhor com as características observadas, embora as velocidades de fase teóricas sejam maiores que a observada. Pode-se ver, também, na Figura III.10 que existe uma taxa de crescimento máxima única. Isto quer dizer que a instabilidade

de baroclínica, auxiliada por $d^2\bar{u}/dz^2 < 0$ nos baixos níveis, é responsável pela ciclogênese na escala intermediária, e o aquecimento aumenta a taxa de crescimento das ondas desta escala (vejam-se os casos 18 e 19 da Tabela IV.1). A velocidade de fase, c_r teórica pode ser alterada com uma simples adição de uma constante, para o perfil de $\bar{u}$, sem que se modifique a consistência dinâmica do estado básico. A determinação de c_r depende portanto de $\bar{u}$, que varia de região para região.

TABELA IV.1

COMPARAÇÃO DAS CARACTERÍSTICAS DO DISTÚRBO DE ESCALA INTERMEDIÁRIA OBSERVADO E RESULTADOS TEÓRICOS

CARACTERÍSTICAS DO CASO	L (km)	C_r (m s ⁻¹)	1/kci (dias)	ESTRUTURA
Caso 12, Perfil Linear S e $d\bar{u}/dz$ pequenos; $R_i = 10,2$; sem aquecimento	1.000	3,2	1,4	Igual à onda de Eady. (amplitude máxima perto de contornos)
Caso 16; $d^2\bar{u}/dz^2 > 0$ abaixo de 3 km; $R_i = 4,8$; aquecimento máximo na baixa troposfera (n_5)	2.000	14,3	1,2	Amplitude máxima confinada nos baixos níveis
Caso 18; $d^2\bar{u}/dz^2 < 0$ $R_i = 6,5$; n_2	2.000	12,2	1,1	Igual à onda de Eady modificada
Caso 19; $d^2\bar{u}/dz^2 < 0$ $R_i = 8,2$; n_2	1.400	5,2	2,1	Igual à onda de Eady modificada
Caso 21; $d^2\bar{u}/dz^2 > 0$ abaixo de 3 km, $R_i = 2,0$; n_2	900	13,1	1,8	Amplitude máxima a 3 km, constante acima e pequena em baixo
Caso 30; arrasto; sem aquecimento; $R_i = 4,7$ $d^2\bar{u}/dz^2 > 0$ abaixo de 3 km	1.200	7,0	2,2	Amplitude máxima confinada nos baixos níveis
Observado (Matsumoto et alii, 1970)	~ 1.500	~ 8,0		Amplitude máxima a ~ 3 km
Observado (Reed, 1979)	~ 1.000	~ 1,8	-	Baixa profunda
Observado sobre SA	1.800	~ 8,0	~ 1.0	-

As principais limitações, no presente estudo, são a aproximação de Boussinesq, a condição da tampa rígida no topo e não-inclusão da variação meridional do estado básico. A aproximação de Boussinesq é equivalente a tomar a altura de escala (scale height) muito grande ($H \equiv RT_0/g \gg$ a altura do topo, h). De acordo com Held (1978), se $f^2(d\bar{u}/dz)/\beta S \ll h$ (ou H , se $H < h$) o comprimento de onda e a extensão vertical da OMC dependem de $d\bar{u}/dz$. Se $d\bar{u}/dz$ for muito grande para violar a condição dita o comprimento da OMC depende de h (ou H), ou em outras palavras, a tampa rígida no topo começa a afetar o espectro de instabilidade. Nos casos que foram estudados, a condição não foi violada, e, portanto, os resultados obtidos aparentemente são relevantes. A variação meridional do estado básico ($d\bar{u}/dy \neq 0$ e $d^2\bar{u}/dy^2 \neq 0$) muda os valores de f e β efetivos além de providenciar, possivelmente, uma outra fonte da instabilidade, a instabilidade barotrópica. A inclusão desta variação é trabalhosa pois, para se ter uma boa resolução vertical e horizontal, a matriz, no problema de autovalores e autovetores, torna-se bastante grande e os recursos necessários de computação tornam-se insuficientes. O tempo de processamento para o cálculo dos autovalores e dos autovetores, utilizando-se um computador B-6800, e para vinte números de ondas, é de uma hora, se o número de níveis na vertical for 20; se este número for 10, o tempo reduz-se para dez minutos; e se for 25, aumenta para cerca de duas horas.

As limitações da aproximação Boussinesq e da tampa rígida no topo podem ser contornadas, tomando-se as equações em coordenadas isobáricas e usando-se a condição de radiação. O aquecimento com o perfil n_5 (Figura II.1) se aproxima do efeito de aquecimento por baixo. Todavia, uma parametrização mais adequada do aquecimento devido ao calor sensível e a mudança nas características da instabilidade baroclínica por ele induzida será tema de estudo futuro a ser pesquisado.

AGRADECIMENTOS

Ao Dr. Nelson de Jesus Parada e ao Dr. Luiz Gylvan Meira Filho, pelo apoio e por tornar possível este trabalho.

Aos Drs. Vadlamudi Brahmananda Rao e Antonio Divino Moura, pela valiosa orientação e cooperação.

Ao Dr. Peter Hunter Stone, MIT, USA, pelas edificantes su gestões e discussões.

Ao Dr. Vernon Edgar Kousky, ao Dr. Srinivasan Srivatsangam do INPE e à Dra. Eugênia Kalnay-Rivas, GLAS, USA., pelos esclarecimentos e sugestões.

Ao Dr. Burton S. Garbow, Argonne National Laboratory, USA, por ter enviado as sub-rotinas necessárias.

Ao Sr. Rosalvo Pinheiro dos Santos pelo constante enco rajamento.

À Srta Regina Lucia de Souza Bruno pela excelente dati lografia e organização do texto e ao Sr. Manuel Carlos Ribeiro da Silva por ter preparado as fotografias necessárias.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ARAKAWA, A.; SCHUBERT, W.H. Interaction of cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. Part I. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 31(3): 673-701, Apr., 1974.
- CARLETON, A.M. A synoptic climatology of satellite observed extratropical cyclone activity for the Southern Hemisphere winter. *Archiv für Meteorologie Geophysik und Bioklimatologie*, Ser. B, 27: 265-279, Apr., 1979.
- CHANDRASEKHAR, S. *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. Oxford, Clarendon Press, 1961. 654 p.
- CHANG, C.P. Vertical structure of tropical waves maintained by internally-induced cumulus heating. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(5): 729-739, May, 1976.
- CHARNEY, J.G. The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *Journal of Meteorology*, 4(5): 135-162, Oct., 1947.
- CHARNEY, J.G.; ELIASSEN, A. On the growth of the hurricane depression. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 21(1): 68-75, Jan., 1964.
- CHARNEY, J.G. Planetary fluid dynamics. In: *Dynamic Meteorology*, Dordrecht, Holland, Reidel Publishing Company, Aug., 1973.
- DUFFY, D.G. *The stability of finite-amplitude, neutrally stable baroclinic waves and their associated fronts*. Sc. D. Dissertation in Meteorology. Cambridge, MA, Massachusetts Institute of Technology, 1975.
- EADY, E.T. Long waves and cyclone waves. *Tellus*, 1(3): 33-52, Aug., 1949.

FERREIRA, N.J. *Efeitos da liberação de calor latente de condensação no desenvolvimento de perturbações em latitudes médias*. Tese de Mestrado em Meteorologia, INPE, Brasil, março, 1979. (INPE-1438-TDL/005).

GAMBO, K. The instability of medium-scale disturbances in a moist atmosphere. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 54(4): 191-207, Aug., 1976.

GARBOW, B.S.; BOYLE, J.M.; DONGORRA, J.J.; MOLER, C.B. *Matrix Eigensystem Routines - Eispack Guide Extension*, Berlin, Springer-Verlag, 1977.

GARBOW, B.S. The QZ algorithm to solve the generalized eigenvalue problem for complex matrices (F2). *ACM Transactions of Mathematical Software*, 4(4):404-410, Dec., 1978.

GEISLER, J.E. On the application of baroclinic instability and sensible heat exchange to explain blocking ridge development. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 34(1):216-218, Jan., 1977.

HALTINER, G.J. The effects of sensible heat exchange on the dynamics of baroclinic waves. *Tellus*, 19(2):183-198, Mar., 1967.

HELD, I.M. The vertical scale of an unstable baroclinic wave and its importance for eddy heat flux parametrization. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(4):572-576, Apr., 1978.

HOLOPAINEN, E.D. On the effect of friction in baroclinic waves. *Tellus*, 12(3):363-367, Aug., 1961.

HOUGHTON, J.T. *The physics of atmospheres*. Cambridge, Cambridge University Press, 1977.

- KALNAY-RIVAS, E. *Finite differences in linear studies*. São José dos Campos, Brasil, Feb., 1981. Comunicação pessoal a Prakki Satyamurty.
- KOUSKY, V.E.; ALONSO, M. Upper tropospheric cyclonic vortices in the tropical South Atlantic. To be published in *Tellus*, 1981.
- KUO, H.L. Three-dimensional disturbance in a baroclinic zonal current. *Journal of Meteorology*, 9:260-278, Aug., 1952.
- The stability properties and structure of disturbances in a baroclinic atmosphere. *Journal of Meteorology*, 10(4):235-243, Aug., 1953.
- On the formation and intensification of tropical cyclones through latent heat release by cumulus convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 22(1):40-63, Jan., 1965.
- LAMB, H. *Hydrodynamics*, New York, N.Y., Dover, 1932.
- LINDZEN, R.S.; TUNG, K.K. Wave overreflection and shear instability. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(9):1626-1632, Sep., 1978.
- MATSUMOTO, S.; YOSHIKUMI, S.; TAKEUCHI, M. On the structure of the "Baiu" front and the associated intermediate scale disturbances in the lower atmosphere. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 48(6):479-491, Dec., 1970.
- MATSUMOTO, S.; NINOMIYA, K.; YOSHIKUMI, S. Characteristic features of "Baiu" front associated with heavy rainfall. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 49(4):267-281, Aug., 1971.
- MISHRA, S.K.; SALVEKAR, P.S. Role of baroclinic instability in the development of monsoon disturbances. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 37(2):383-394, Feb., 1980.
- MULLEN, S.L. An investigation of small synoptic-scale cyclones in polar air streams. *Monthly Weather Review*, 107(12):1636-1647, Dec., 1979.

- NITTA, T. On the development of the relatively small-scale cyclone due to the release of latent heat of condensation. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 42(4):260-276, Aug., 1964.
- NITTA, T.; OGURA, Y. Numerical simulation of the development of the intermediate-scale cyclone in a moist model atmosphere. *Journal of the Atmosphere Sciences*, 29(6):1011-1024, Sep., 1972.
- OOYAMA, K. A dynamical model for the study of tropical cyclone development. *Geofísica Internacional*, 4:187-198, 1964.
- Numerical simulation of the life of tropical cyclones. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 26(1):3-40, Jan., 1969.
- A theory on parameterization of cumulus convection. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 49(Special Issue):744-756, 1971.
- PHILLIPS, N.A. Energy transformation and meridional circulations associated with simple baroclinic waves in a two-level quasi-geostrophic model. *Tellus*, 6:273-286, 1954.
- RASMUSSEN, E. The polar low as extratropical CISK mechanism. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 105(445): 531-549, Jan., 1979.
- REED, R.J. Cyclogenesis in polar air streams. *Monthly Weather Review*, 107(1):38-52, Jan., 1979.
- REED, R.J.; RECKER, E.E. Structure and properties of synoptic-scale wave disturbances in the equatorial western Pacific. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28(10):1117-1133, Oct., 1971.
- SALTZMAN, B. Large-scale atmospheric energetics in the wave-number domain. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 3(2):289-301, Feb., 1970.

SATYAMURTY, P.; SANTOS, R.P.; LEMES, M.A.M. On the stationary trough generated by the Andes. *Monthly Weather Review*, 108(4): 510-521, Apr., 1980.

SHUKLA, J. On the dynamics of monsoon disturbances. Tese de douto_{ra}mento, MIT, Cambridge, U.S.A. 178 pp, Jan., 1976.

STALEY, D.O.; GALL, R.L. On the wavelength of maximum baroclinic instability. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 34(11):1679-1668, Nov., 1977.

STEVENS, D.E.; LINDZEN, R.S. Tropical wave - CISK with a moisture budget and cumulus friction. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(6):940-961, Jun., 1978.

STONE, P.H. On non-geostrophic baroclinic stability. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 23:390-400, July, 1966.

——— Baroclinic adjustment. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(4):561-571, Apr., 1978.

——— *Baroclinic instability*. São José dos Campos, Brazil, Aug., 1980. Comunicação pessoal a Prakki Satyamurty.

TALJAARD, J.J. Synoptic meteorology of Southern Hemisphere:
In: *Meteorology of Southern Hemisphere*. Boston, American Meteorological Society, 1962, p. 139-213. (Meteorological Monographs, V. 13, nº 35).

TOKIOKA, T. Non-geostrophic and non-hydrostatic stability of a baroclinic fluid. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 48(6):503-520, Dec., 1970.

- TOKIOKA, T. A stability study of medium-scale disturbances with inclusion of convective effects. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 51(1):1-9, Jan., 1972.
- YAMASAKI, M. Large-scale disturbances in the conditionally unstable atmosphere in low latitudes. *Papers in Meteorology and Geophysics*, 20(4):289-336, Dec., 1969.
- YANAI, M.; ESBENSEN, S.; CHU, J.H. Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large-scale heat and moisture budgets. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 30(4):611-627, May., 1973.