




1. Publicação nº <i>INPE-2584-PRE/232</i>	2. Versão	3. Data <i>Nov., 1982</i>	5. Distribuição <input type="checkbox"/> Interna <input checked="" type="checkbox"/> Externa <input type="checkbox"/> Restrita
4. Origem <i>DME/DPM</i>	Programa <i>MASC/MET.BRAS.</i>		
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>MODELO ESPECTRAL INICIAÇÃO</i> <i>MODOS NORMAIS</i>			
7. C.D.U.: <i>551.513</i>			
8. Título <i>UM MODELO ESPECTRAL BAROTRÓPICO GLOBAL COM INICIAÇÃO POR MODOS NORMAIS</i>		10. Páginas: <i>17</i>	
		11. Última página: <i>16</i>	
		12. Revisada por	
9. Autoria <i>José Paulo Bonatti</i> <i>Pedro Leite Silva Dias</i>		 <i>Prakkj Satyamurty</i>	
Assinatura responsável 		13. Autorizada por  <i>Nelson de Jesus Parada</i> Diretor	
14. Resumo/Notas <p><i>Um modelo barotrópico global espectral de equações primitivas é desenvolvido utilizando as funções de Hough como base. O sistema original de equações diferenciais parciais é reduzido a um sistema acoplado de equações diferenciais ordinárias para os coeficientes de expansão. São discutidos quatro métodos de resolução do sistema e optou-se por um esquema semi-analítico que mantém a solução da parte linear. O modelo é aplicado ao problema de iniciação linear e da não-linear, por modos normais, através de exemplos com: a) condição inicial no campo de vento e da massa e sem forçante externa (considerado como modelo não-linear) e b) campo inicial do vento nulo, mas com forçante no campo da massa (considerado como modelo linear). Os exemplos apresentados são constituídos de dois vórtices geostroficos simétricos em relação ao Equador e o caso forçado enfatiza a importância do conhecimento de fontes diabáticas de calor, para a iniciação em modelos de previsão. A iniciação linear e a não-linear aprimoram os resultados em termos da atenuação do efeito das ondas de gravidade, geradas pelos termos não-lineares ou pelos forçantes; porém a iniciação não-linear é muito mais eficiente. Estas conclusões são evidenciadas através da evolução temporal dos campos do vento, do geopotencial, da vorticidade e, principalmente, da divergência.</i></p>			
15. Observações <i>Trabalho apresentado no II Congresso Brasileiro de Meteorologia, em Pelotas, RS, 1982.</i>			

2574

A SPECTRAL GLOBAL BAROTROPIC MODEL WITH
NORMAL MODE INITIALIZATION

JOSÉ PAULO BONATTI
PEDRO LEITE SILVA DIAS*

INSTITUTO DE PESQUISAS ESPACIAIS-INPE
CONSELHO NACIONAL DE DESENVOLVIMENTO CIENTÍFICO E TECNOLÓGICO-CNPq
12200 - SÃO JOSÉ DOS CAMPOS - SP

ABSTRACT

Primitive equations barotropic spectral model is developed using the Hough functions as the basis. The original system of partial differential equations is reduced to a coupled system of ordinary differential equations for the coefficients of expansion. Four methods of resolution for the coupled system are discussed and a semianalytic scheme is chosen. This scheme preserves the solution of the linear part of the system. The model is applied to the problem of linear and nonlinear normal mode initialization. Two examples are studied: a) nonzero initial wind field and a consistent mass field without external forcing (nonlinear model) and b) zero initial wind field and with a forcing in mass field (linear model). The experiments presented contain two geostrophic vortices placed symmetrically with respect to the equator. The forced case emphasizes the importance of knowing the diabatic heat sources for initialization in prediction models. The linear and nonlinear initializations improve the results in terms of the attenuation effect to the gravity waves created by the nonlinear and forcing terms. It is found that the nonlinear initialization is more efficient. These conclusions are evident through the temporal evolution of the wind, geopotential, vorticity and principally divergence fields.

*Universidade de São Paulo-USP
Instituto Astronômico e Geofísico-IAG
São Paulo-SP

UM MODELO ESPECTRAL BAROTRÓPICO GLOBAL COM INICIAÇÃO POR MODOS NORMAIS

JOSÉ PAULO BONATTI
PEDRO LEITE SILVA DIAS**

INSTITUTO DE PESQUISAS ESPACIAIS - INPE
CONSELHO NACIONAL DE DESENVOLVIMENTO CIENTÍFICO E TECNOLÓGICO - CNPq
12200 - SÃO JOSÉ DOS CAMPOS - SP

RESUMO

Um modelo barotrópico global espectral de equações primitivas é desenvolvido utilizando as funções de Hough como base. O sistema original de equações diferenciais parciais é reduzido a um sistema acoplado de equações diferenciais ordinárias para os coeficientes de expansão. São discutidos quatro métodos de resolução do sistema e optou-se por um esquema semi-analítico que mantém a solução da parte linear. O modelo é aplicado ao problema de iniciação linear e da não-linear, por modos normais, através de exemplos com: a) condição inicial no campo de vento e da massa e sem forçante externa (considerado como modelo não-linear) e b) campo inicial de vento nulo, mas com forçante no campo da massa (considerado como modelo linear). Os exemplos apresentados são constituídos de dois vórtices geostróficos simétricos em relação ao Equador e o caso forçado enfatiza a importância do conhecimento de fontes diabáticas de calor, para a iniciação em modelos de previsão. A iniciação linear e a não-linear aprimoram os resultados em termos da atenuação do efeito das ondas de gravidade, geradas pelos termos não-lineares ou pelos forçantes, porém a iniciação não-linear é muito mais eficiente. Estas conclusões são evidenciadas através da evolução temporal dos campos de vento, do geopotencial, da vorticidade e, principalmente, da divergência.

1. INTRODUÇÃO

As autofunções (funções de Hough) das equações que governam os movimentos de um fluido incompressível de altura fixa (conhecidas como equações da água-rasa) tomaram, recentemente, novo impulso devido às suas aplicações em modelos espectrais (Kasahara, 1976, 1977 e 1978) e na iniciação de modelos numéricos (Flattery, 1971; Williamson and Dickinson, 1972; Leith, 1980).

Existem dois tipos de ondas com frequências distintas associadas às funções de Hough: modos de gravidade que se deslocam tanto para oeste como para leste e modos rotacionais propagando-se para oeste (Longuet-Higgins, 1968).

A iniciação em um modelo espectral pode ser feita na própria expansão dos dados iniciais. Se a condição inicial for projetada apenas nos modos rotacionais, tem-se a iniciação linear. Se, além disso, for mantida uma componente gravitacional, que equilibra a tendência de geração de ondas de gravidade pelos termos não-lineares ou pelos forçantes, tem-se a iniciação não-linear.

* Universidade de São Paulo-USP
Instituto Astronômico e Geofísico-IAG - São Paulo, SP

2. DESCRIÇÃO DO MODELO

Neste estudo utiliza-se um modelo barotrópico global de equações primitivas, não-dimensionalizado, que em forma matricial é dado por (Kasahara, 1977):

$$\frac{\partial \underline{\xi}}{\partial t} + \underline{L} \cdot \underline{\xi} = \underline{N} + \underline{F} \quad (1)$$

onde $\underline{\xi} = [u, v, h]^T$ é o vetor das variáveis de estado;

$$\underline{L} = \begin{bmatrix} 0 & -\text{sen } \vartheta & \frac{\gamma}{\cos \vartheta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ \text{sen } \vartheta & 0 & \gamma \frac{\partial}{\partial \vartheta} \\ \frac{\gamma}{\cos \vartheta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & \frac{\gamma}{\cos \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} [(\) \cos \vartheta] & 0 \end{bmatrix}$$

é um operador linear;

$$\underline{N} = \frac{-\gamma}{\cos \vartheta} \begin{bmatrix} u \frac{\partial u}{\partial \lambda} + v \frac{\partial}{\partial \vartheta} (u \cos \vartheta) \\ u \frac{\partial v}{\partial \lambda} + v \frac{\partial}{\partial \vartheta} (v \cos \vartheta) + (u^2 + v^2) \text{sen } \vartheta \\ u \frac{\partial h}{\partial \lambda} + v (\cos \vartheta \frac{\partial h}{\partial \vartheta}) + (h - 1) \left[\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \vartheta} (v \cos \vartheta) \right] \end{bmatrix}$$

é o vetor dos termos não-lineares;

$\underline{F} = [F_\lambda, F_\vartheta, F_h]^T$ é o vetor dos forçantes;

$\gamma = \frac{c}{2\Omega a}$ é uma constante que caracteriza a natureza do escoamento;

$c = \sqrt{gh_e}$ é a velocidade de fase da onda de gravidade pura;

u = é o vento zonal (escalado por c);

v = é o vento meridional (escalado por c);

h = é a espessura do fluido (escalada pela altura equivalente h_e);

λ = é a longitude;

ϑ = é latitude;

t = é o tempo (escalado pelo dobro da velocidade de rotação da Terra 2Ω);

F_λ e F_ϑ = representam o atrito nas direções de u e v , respectivamente (escalados por $2\Omega c$);

F_h = é uma fonte de massa ou equivalente a uma fonte de aquecimento (escalada por $2\Omega h_e$).

As condições de contorno são: periodicidade zonal e regularidade da solução nos pólos.

As autofunções do modelo linearizado sobre um estado básico em repouso e com altura especificada (h_e) são as funções de Hough ($\underline{\xi}_{s,1,r}(\vartheta)$), que obedecem

a seguinte equação:

$$-i\omega_{s,l,r} \xi_{s,l,r} + \frac{L}{s} \cdot \xi_{s,l,r} = 0 \quad (2)$$

onde

$\omega_{s,l,r}$ = é a frequência de oscilação no tempo;

s = é o número de onda zonal;

l = é um índice que indica a complexidade meridional do modo;

r = é um índice que indica o tipo de modo, segundo a frequência:

$r=1$ = -ondas de gravidade que se propagam para oeste;

$r=2$ = -ondas de gravidade que se propagam para leste; e,

$r=3$ = -ondas rotacionais ou de Rossby-Haurwitz que se propagam para oeste;

$\frac{L}{s}$ = corresponde ao operador L quando se substitui $\frac{\partial}{\partial \lambda}$ por is . O fator $i=\sqrt{-1}$ foi introduzido na Equação 2, pois os autovalores de $\frac{L}{s}$ são sempre imaginários puros para $\gamma > 0$ (Longuet-Higgins, 1968).

As funções de Hough formam um conjunto ortogonal completo, o que permite a sua utilização como base para expansão das variáveis do modelo (Kasahara, 1977), da seguinte forma:

$$\xi(\lambda, \theta, t) = \sum_{s,l,r} C_{s,l,r}(t) \xi_{s,l,r}(\theta) e^{is\lambda} \quad (3)$$

onde $C_{s,l,r}(t)$ é o coeficiente de expansão.

Outra característica importante é a velocidade de grupo dos modos de Hough, a qual representa o processo de dispersão de energia realizada por essas ondas. As ondas longas (s pequeno) de Rossby e as ondas de gravidade para oeste propagam energia para oeste, enquanto que as ondas de gravidade para leste e as ondas de Rossby (s grande) propagam energia para leste. À medida que s cresce, as ondas de Rossby tendem a ser estacionárias e as ondas de gravidade tornam-se quase não-dispersivas, com velocidade de grupo tendendo para γ , ou para c em unidades dimensionais.

Os termos N e F da Equação 1 também podem ser expandidos, na forma dada pela Equação 3, com coeficientes de expansão $\eta_{s,l,r}(t)$ e $f_{s,l,r}(t)$, respectivamente. Substituindo-se essas séries na Equação 1 e utilizando-se as propriedades de ortogonalidade das funções de Hough, encontra-se um sistema de equações ordinárias acopladas com os coeficientes de expansão, dado por:

$$\frac{d}{dt} C_{s,l,r}(t) + i\omega_{s,l,r} C_{s,l,r} = \eta_{s,l,r}(t) + f_{s,l,r}(t) \quad (4)$$

Os termos $\eta_{s,l,r}$ e $f_{s,l,r}$ dependem de todos os $C_{s,l,r}$ e, portanto, optou-se usar o método da transformada de Eliassen, et alii (1970), isto é, a cada iteração volta-se do espaço de fase para o espaço físico a fim de se obter esses coeficientes. Para tanto, é necessário o conhecimento da derivada meridional das funções de Hough.

Apresenta-se nas Figuras 1 e 2 a análise da estabilidade linear da Equação 4 (com $\eta_{s,l,r}$ e $f_{s,l,r}$ nulos) para os seguintes métodos de integração no tempo:

a) centrado ("leapfrog"):

$$\frac{C^{m+1} - C^{m-1}}{2\Delta t} + i\omega C^m = \eta^m + f^m \quad (5)$$

b) semi-implícito:

$$\frac{C^{m+1} - C^{m-1}}{2\Delta t} + i\omega \frac{C^{m+1} + C^{m-1}}{2} = \eta^m + f^m \quad (6)$$

c) previsão-correção ("Eulerbackward" ou Matsuno):

$$\frac{C^{m+1/2} - C^m}{\Delta t} + i\omega C^m = \eta^m + f^m \quad (7.a)$$

$$\frac{C^{m+1} - C^m}{\Delta t} + i\omega C^{m+1/2} = \eta^{m+1/2} + f^m \quad (7.b)$$

onde foram omitidos os índices inferiores s, l e r, e o índice superior m representa o tempo $m\Delta t$. O caso linear analítico também é apresentado nas Figuras 1 e 2.

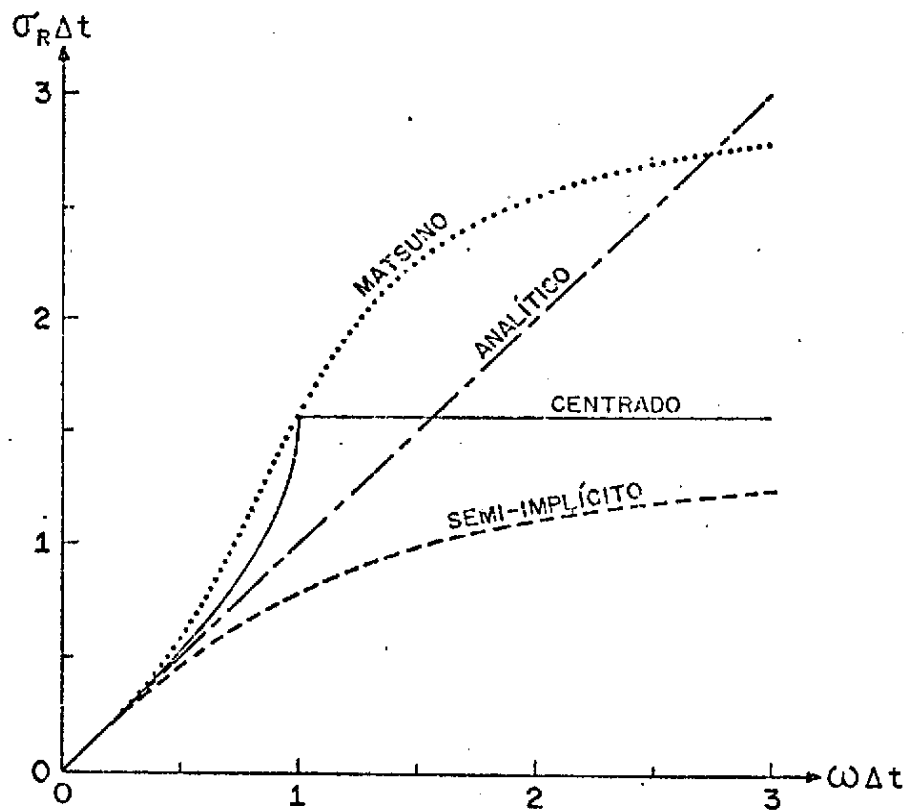


Fig. 1 - Velocidade de fase numérica.

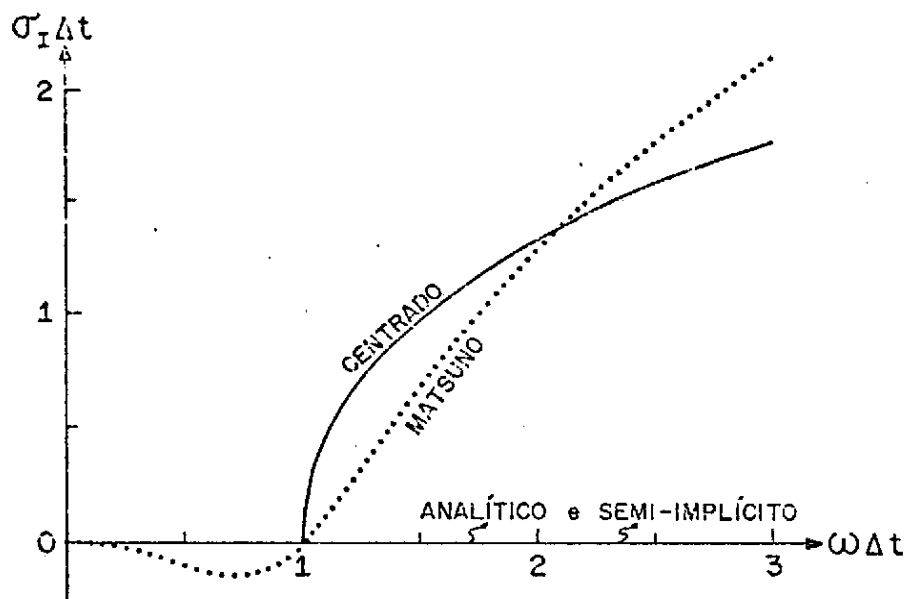


Fig. 2 - Estabilidade numérica linear.

Os esquemas semi-implícito e o analítico são estáveis (Figura 2), porém o primeiro é desacelerador (Figura 1). Os esquemas previsão-correção e o centrado são condicionalmente estáveis ($|\omega\Delta t| \leq 1$, para a estabilidade, conforme a Figura 2), porém na região de estabilidade, ambos são acelerados (Figura 1). Optou-se por um esquema semi-analítico, onde a parte linear é tratada analiticamente e os termos não-lineares e os forçantes são considerados constantes, durante o intervalo de integração no tempo, resultando em (Daley, 1980):

$$C_{s,1,r}^{m+1} = C_{s,1,r}^{m-1} e^{-i\omega_{s,1,r} 2\Delta t} + (\eta_{s,1,r}^m + f_{s,1,r}^m) \frac{(1 - e^{-i\omega_{s,1,r} 2\Delta t})}{i\omega_{s,1,r}} \quad (8)$$

onde, no primeiro passo, é usado o esquema de Matsuno. Desta forma, a parte linear é tratada exatamente.

É possível para $s = 0$ ter-se $\omega_{0,1,3}$ nulo, isto é, há um conjunto de modos geostróficos para $s = 0$ no regime $0,1,3$ das ondas de Rossby (Louquet-Higgins, 1968). Neste caso, a Equação 8 se reduz para:

$$C_{0,1,3}^{m+1} = C_{0,1,3}^{m-1} + (\eta_{0,1,3}^m + f_{0,1,3}^m) 2\Delta t \quad (9)$$

No cálculo dos coeficientes de expansão estão envolvidas na obtenção das transformadas zonais de Fourier de ξ , N e F e integrais meridionais de pólo a pólo. A avaliação dessas integrais deve ser feita numericamente e as séries, representadas pela Equação 3, devem ser truncadas em um ponto tal que $s = S$, $l = L$ para $r = 1, 2, 3$. Para o cálculo da integral no sentido meridional usa-se a quadratura de Gauss, enquanto a transformada zonal de Fourier é obtida por uma série truncada para $S \leq N/3$, como mostra Kasahara (1977), onde N é o número de pontos zonais. Neste caso, Eliassen et alii (1970) mostraram que o truncamento para ser convergente deve obedecer a seguinte relação:

$$J \geq S + \frac{3}{2} L + 1 \quad (10)$$

onde J é o número de pontos meridionais.

3. INICIAÇÃO POR MODOS NORMAIS

Quando se calcula $C_{s,1,r}^0$, pode-se proceder a uma filtragem em $s, 1$ ou r dos seus coeficientes iniciais $C_{s,1,r}^0$ ($m=0$) de acordo com os objetivos em estudo.

Se os coeficientes $C_{s,1,r}^0$ forem feitos nulos e mativerem apenas os coeficientes $C_{s,1,3}^0$, ter-se-á a chamada iniciação linear. Isto é, manter-se-á apenas a componente rotacional dos dados de entrada.

Se os coeficientes $C_{s,1,r}^0$ forem mantidos e se recalcularem os coeficientes $C_{s,1,r}^0$ tal que $(d/dt) C_{s,1,r}^0 = 0$, pela Equação 8 seguir-se-á que:

$$C_{s,1,r}^0 = \frac{(\eta_{s,1,r}^0 + f_{s,1,r}^0)}{i\omega_{s,1,r}} \quad (11)$$

e ter-se-á a iniciação não-linear. Isto é, é mantida uma componente de gravidade no campo de entrada, que equilibra a tendência inicial de geração de ondas de gravidade, pelos termos não-lineares ou pelos forçantes.

A Equação 11 é iterativa, pois os coeficientes dos termos não-lineares e dos forçantes dependem de todos os $C_{s,1,r}^0$. Porém, a convergência do processo é rápida (Leith, 1980).

Na iniciação linear, as oscilações rápidas são eliminadas dos dados de entrada mas, em um modelo não-linear ou forçado, essas oscilações são reexcitadas. Uma maneira de evitar este fato é proceder à iniciação não linear em todos os passos de integração no tempo. Desta forma, a dinâmica do campo modelado evolui lentamente no tempo, isto é, sem oscilações rápidas (Daley, 1981), permanecendo sobre a chamada variedade lenta.

Variedade linear em um espaço vetorial é um subespaço com as mesmas propriedades do espaço vetorial linear (Leith, 1980). Pode-se dividir o conjunto dos modos normais das equações da água-rasa em uma variedade associada aos modos rápidos (G) e outra para os modos lentos (R), com base em suas frequências (Daley, 1981). Pode-se também definir uma variedade dos dados (D), que é obtida mantendo fixa a estrutura espacial de uma das variáveis enquanto é permitido às outras variarem. Desta forma, constrói-se a Figura 3, que pode ser interpretada em termos de energia em modos rápidos e em modos lentos.

Se o estado inicial é tal que coincide com o ponto I da Figura 3, a iniciação linear leva este estado para o ponto I_L que, a partir daí, seguirá uma variedade representada por L. A iniciação não-linear leva o estado inicial para o ponto I_N e, se não for mais aplicada, seguirá uma variedade representada por N. Se a iniciação não-linear for aplicada em todos intervalos de integração no tempo, a variedade seguida será a lenta (V_L). Se nenhuma iniciação for realizada, a variedade de evolução no tempo está representada por S.

4. RESULTADOS

São apresentados dois experimentos para verificar o desempenho do modelo em função dos métodos de iniciação utilizados. O primeiro exemplo usa como condição inicial dois vórtices geostróficos simétricos em relação ao Equador e centrados em 45° de latitude e 180° de longitude; o modelo é tomado não-linear e sem forçantes. No segundo exemplo, o campo de vento inicial está em repouso e o modelo é tomado linear e com forçante na massa, com a mesma forma que o geopotencial do caso anterior, porém com amplitude menor.

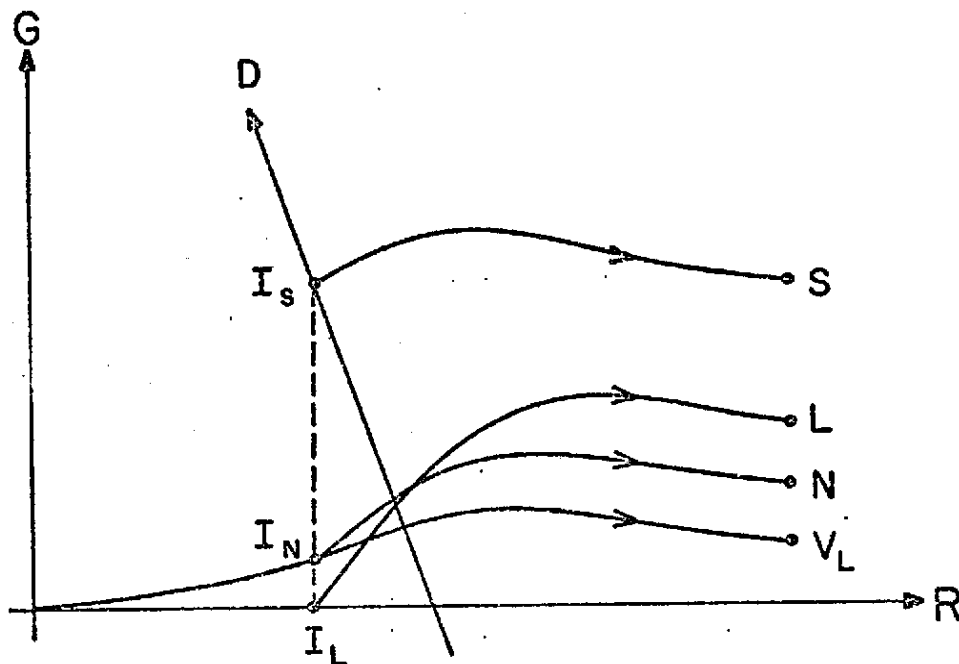


Fig. 3 - Representação esquemática das variedades lenta (V_L), dos dados (D), de Rossby (R) e de gravidade (G). Apresenta-se também um esquema das iniciais utilizadas.

No primeiro caso, o campo de entrada tem a maior parte da energia projetada sobre as ondas de Rossby. Espera-se, portanto, que as propriedades dispersivas do campo de entrada sejam mais relacionadas com essas ondas quase geostróficas.

Primeiramente não se usou iniciação para o campo de entrada. As características gerais dos campos de vorticidade, do vento e do geopotencial, obtidas após uma integração no tempo de 12 horas, com um intervalo de tempo de 30 minutos, são as esperadas. Nota-se (Figura 4) um alongamento para oeste dos campos de vento e do geopotencial devido à dispersão para oeste das ondas longas de Rossby; também é observada a dispersão mais rápida para oeste das ondas de Rossby de estrutura meridional mais simples, com l pequeno (confinadas na região tropical), em relação às ondas meridionalmente mais complicadas, com l grande (com um caráter extra-tropical), provocando uma inclinação do sistema. Essa diferença de velocidade de grupo provoca um alongamento mais pronunciado no lado equatorial do sistema. A dispersão de energia para leste das ondas curtas de Rossby origina a formação de uma baixa em geopotencial no lado leste e equatorial do sistema (Figura 4).

Também são notadas (Figura 4) estruturas complicadas que se deslocam rapidamente, tanto para leste como para oeste, as quais são associadas à dispersão de energia pelas ondas de gravidade. Estas estruturas são também encontradas nos campos de vorticidade (Figura 5) e de divergência (Figura 6) associados. A complexidade destas estruturas evidência a influência das ondas de gravidade presentes no início da integração do modelo.

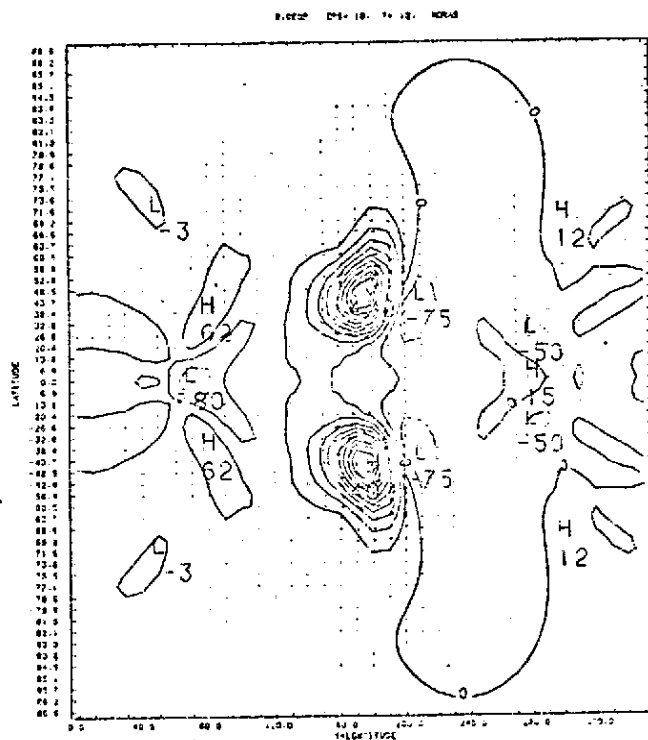


Fig. 4 - Campos de vento e de geopotencial, após a integração de 12 horas, para o caso sem iniciação. Os contornos de geopotencial vão de -0,008 a 0,04, com intervalo de 0,004 e módulo do vento máximo de 0,123.

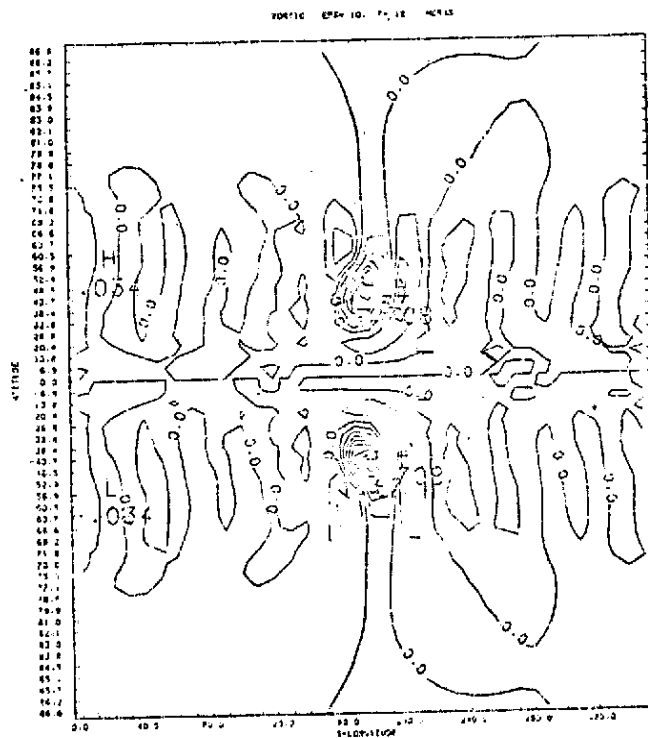


Fig. 5 - Campo de vorticidade, após a integração de 12 horas, para o caso sem iniciação. Os contornos vão de -1,4 a 1,4 com intervalo de 0,2.

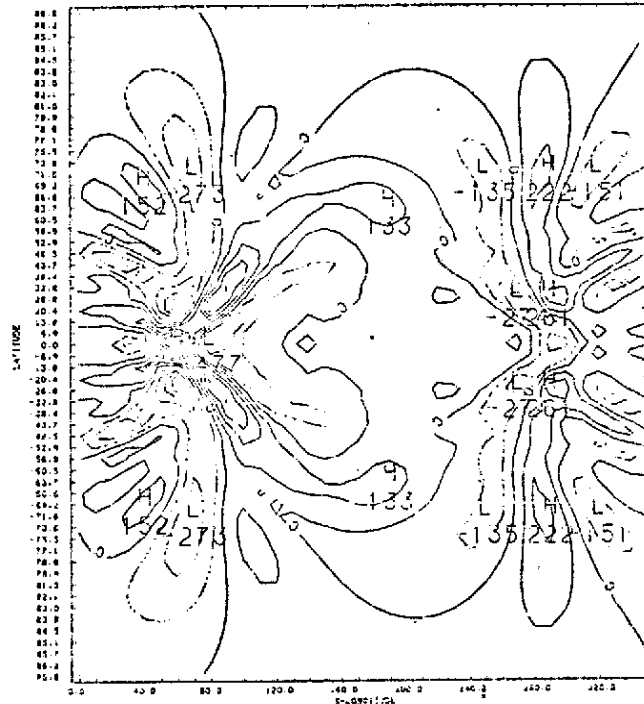


Fig. 6 - Campo de divergência, após a integração de 12 horas, para o caso sem iniciação. Os contornos vão de -0,04 a 0,07 com intervalo de 0,01.

Quando se utiliza a iniciação linear, as estruturas são semelhantes ao caso anterior; porém já se verifica uma diminuição de efeitos das ondas de gravidade, que neste caso são geradas pelos termos não-lineares. Isto é evidenciado pela estrutura mais suave do campo de divergência (Figura 8), inclusive com máximos relativos menores e pela estrutura dos campos de vento e de geopotencial (Figura 7) apresentar ruídos menores. Porém, não se nota grandes diferenças no campo de vorticidade, pois este é uma manifestação da componente rotacional do campo (Silva Dias e Schubert, 1979), a qual não é alterada no processo de iniciação.

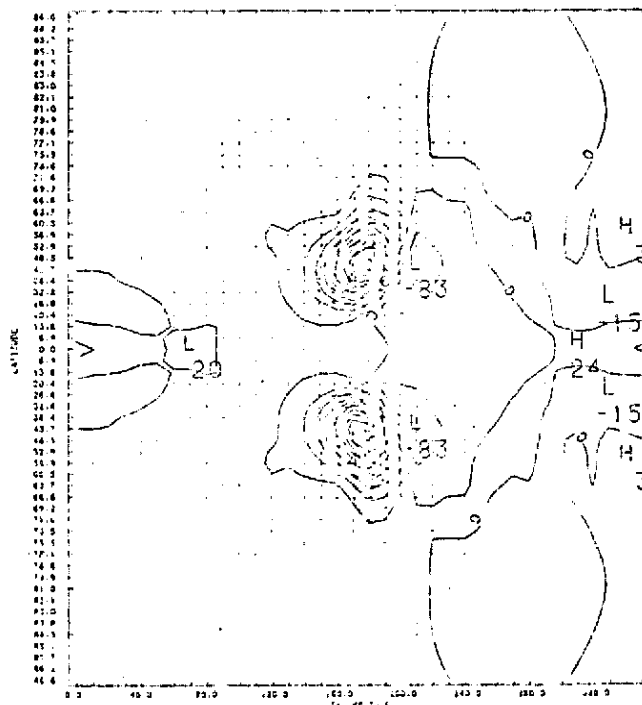


Fig. 7 - Campos de vento e de geopotencial, após a integração de 12 horas, para o caso com iniciação linear. Os contornos de geopotencial vão de -0,008 a 0,04, com intervalo de 0,004 e o módulo do vento máximo é de 0,123.

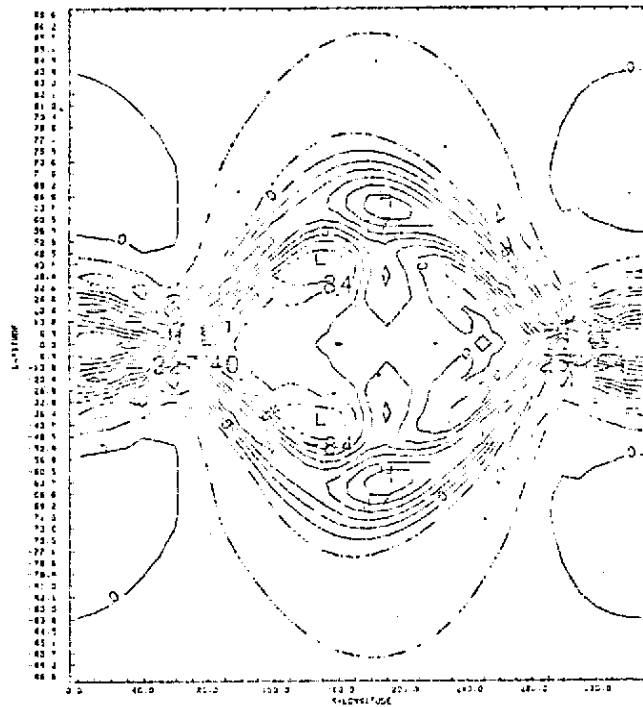


Fig. 8 - Campo de divergência, após a integração de 12 horas, para o caso com iniciação linear. Os contornos vão de $-0,015$ a $0,024$ com intervalo de $0,003$.

Quando se usa a iniciação não-linear, observa-se a eficácia na reprodução esperada do campo de divergência (Figura 10), bem como uma configuração quase sem ruído para o campo de vento e do geopotencial (Figura 9). O campo de divergência possui as características associadas a um vórtice geostrófico, ou seja, convergência na parte oeste e divergência na parte leste (Figura 10), e apresenta máximos relativos com valores bem menores que os casos anteriores.

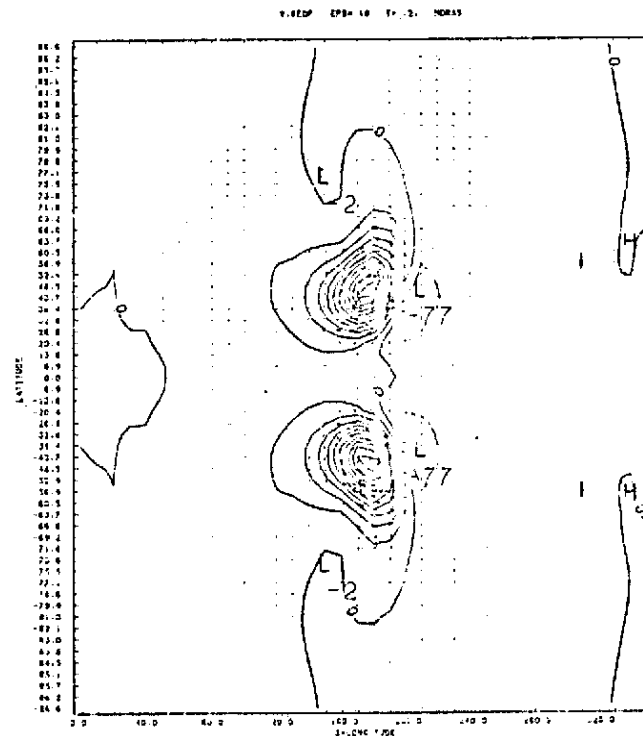


Fig. 9 - Campos de vento e de geopotencial, após a integração de 12 horas, para o caso com iniciação não-linear. Os contornos de geopotencial vão de $-0,004$ a $0,04$ com intervalo de $0,004$ e o módulo do vento máximo é $0,123$.

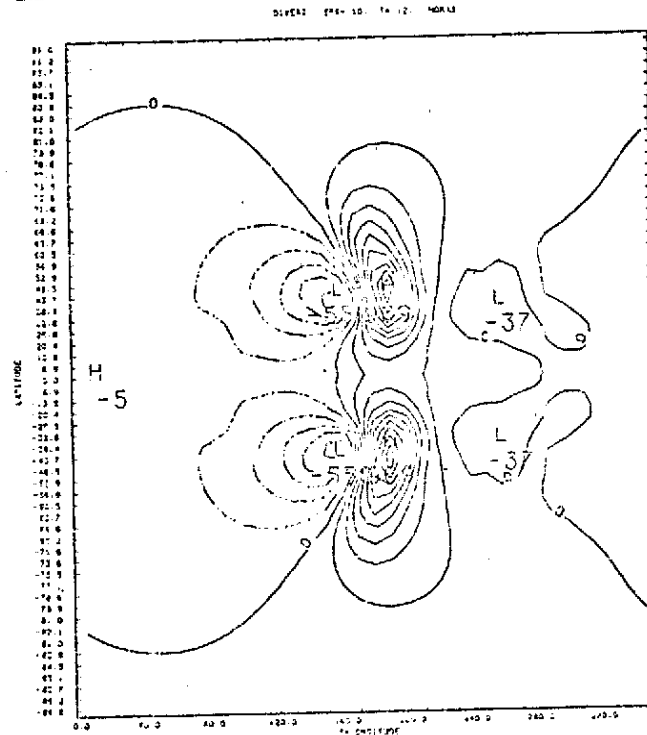


Fig. 10 - Campo de divergência, após a integração de 12 horas, para o caso com iniciação não-linear. Os contornos vão de -0,005 a 0,009 com intervalo de 0,001.

No segundo experimento, o forçante na massa deve causar um aumento no geopotencial originando dois anticiclones coincidentes com a fonte estacionária. Além disso, partiu-se de um estado em repouso e com perturbação nula inicialmente no geopotencial, o que torna os casos sem iniciação e com iniciação linear coincidentes.

Nas Figuras de 11 a 14 são apresentadas os campos de divergência, de vento e do geopotencial para os casos sem iniciação e com iniciação não-linear, após uma integração de 8 horas no tempo, com intervalo de 30 minutos.

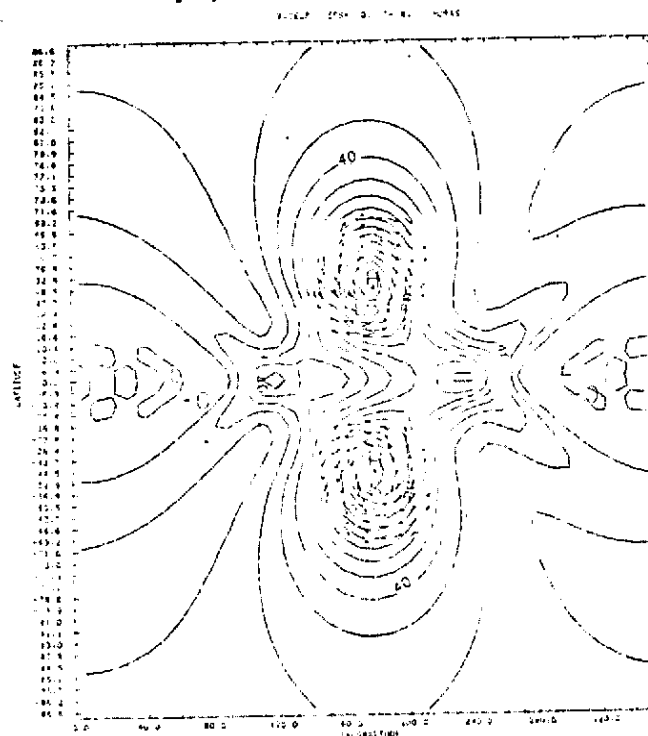


Fig. 11 - Campos forçados de vento e de geopotencial, após a integração de 8 horas, para o caso sem iniciação. Os contornos de geopotencial vão de 0 a 0,0016 com intervalo de 0,0001 e o módulo do vento máximo é 0,00157.

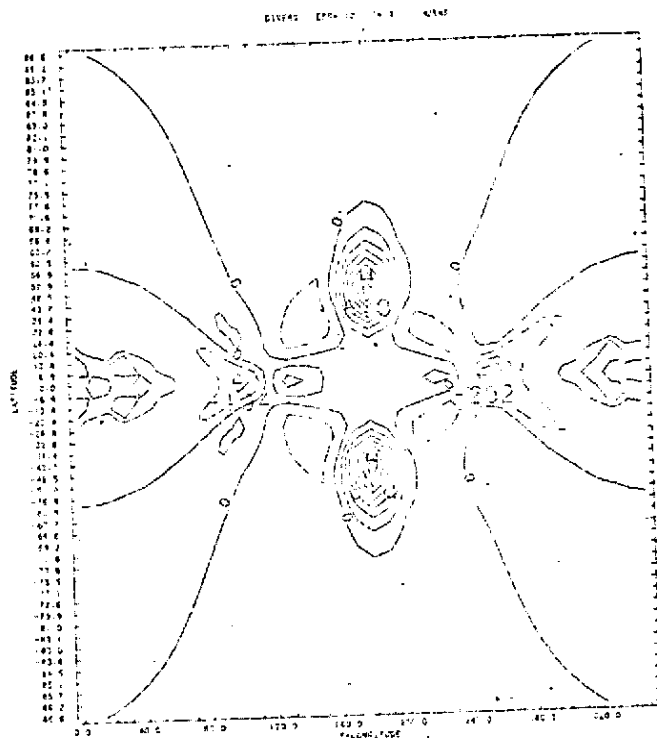


Fig. 12 - Campo forçado de divergência, após a integração de 8 horas, para o caso sem iniciação. Os contornos vão de -0,0024 a 0,0056 com intervalo de 0,0008.

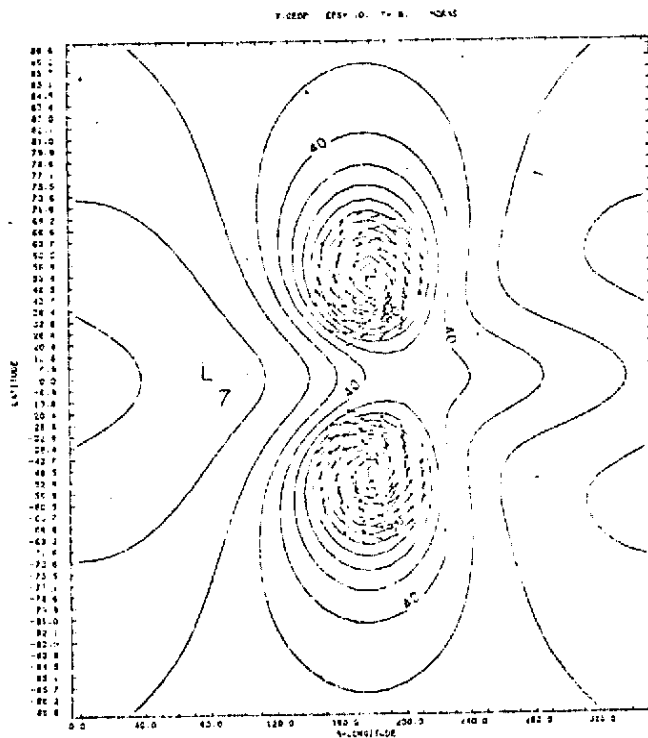


Fig. 13 - Campos forçados de vento e de geopotencial, após a integração de 8 horas, para o caso com iniciação não-linear. Os contornos de geopotencial vão de 0 a 0,0016 com intervalo de 0,0001 e o módulo do vento máximo é 0,00153.

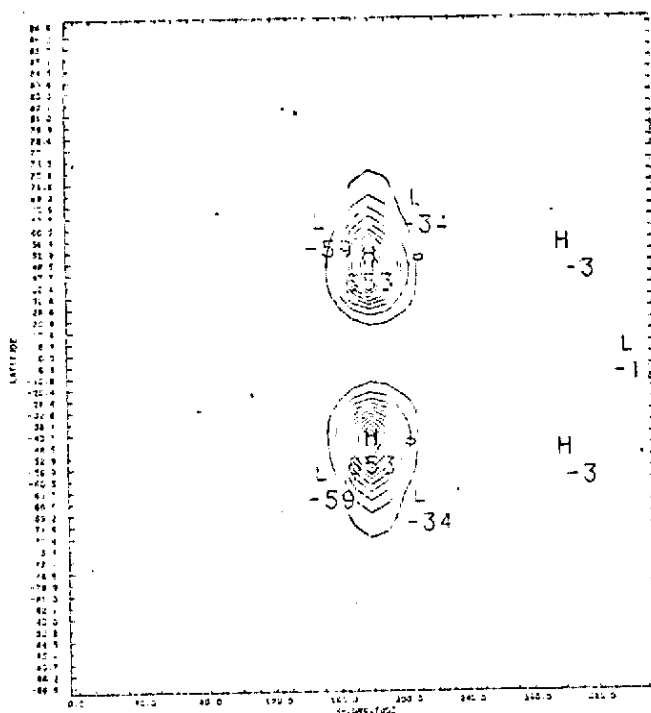


Fig. 14 - Campo de divergência, após a integração de 8 horas, para o caso com iniciação não-linear. Os contornos vão de 0 a 0,006 com intervalo de 0,0006.

A iniciação não-linear novamente elimina as oscilações rápidas iniciais, resultando em configurações livres de estruturas complicadas associadas às ondas de gravidade (Figuras 11 a 14).

O alongamento para leste, na estrutura do geopotencial (Figuras 11 e 13), é originado pela dispersão da onda de Kelvin, que se desloca para leste, provocando a formação de uma alta a leste e de uma baixa a oeste na região equatorial.

O objetivo deste tipo de estudo é abstrair a análise da complexidade dos modelos mais gerais para melhor entender o efeito do forçante sobre os campos integrados no modelo.

A iniciação não-linear mostra-se bastante eficiente para a evolução dos campos integrados. Isto é de certa forma esperado, pois a natureza tende a se manter próxima da variedade lenta e, partindo desta condição, é então muito mais razoável.

5. DISCUSSÃO

A utilização do método estudado tem como principais aplicações as seguintes:

- a) estudar a capacidade de assimilação de informações dos campos de massa e de vento pelo modelo barotrópico divergente;
- b) estudar teorias sobre a iteração não-linear das ondas e a dispersão de energia;
- c) tornar operacional um modelo de previsão global, baseado no modelo barotrópico divergente global, utilizando a técnica da iniciação não-linear por modos normais.

O primeiro ítem está relacionado com o problema do ajustamento geostrófico, tradicionalmente estudado no plano-f (Rossby, 1938). Porém, no plano β -equatorial ou na esfera, o modo estacionário geostrófico estacionário do plano-f é transformado no fluxo quase-geostrófico, caracterizado pelas ondas de Rossby. Neste caso, o ajuste do campo do vento e da massa é representado pelo campo observado após a dispersão inicial (rápida) de energia em ondas gravitacionais. O caso linear foi considerado em detalhes por Silva Dias e Schubert (1979). O caso não-linear apresenta diferenças profundas com relação à dispersão de energia devido à inclusão de um estado básico em movimento (Hoskins et alii, 1977). Pode ser estudado ainda o problema de ajuste na faixa tropical na presença de perfis realistas do campo de vento zonal, tanto no caso de uma perturbação inicial na massa como no vento.

No segundo ítem, o ponto principal refere-se ao problema de instabilização de ondas na presença de estados básicos realistas. Para tanto, pode-se comparar os critérios de instabilidade barotrópica, baseados nas equações da água rasa com a hipótese extra de não-divergência, com os resultados obtidos pelo modelo numérico.

A aplicação do modelo barotrópico não-divergente na previsão de tempo é, hoje em dia, limitada, pois este não permite a iteração com mecanismos baroclínicos. Entretanto, dada a limitação de memória e da velocidade dos computadores disponíveis, extrai-se o máximo possível de informações de modelos barotrópicos.

AGRADECIMENTOS

Este estudo foi parcialmente financiado pelos convênios FINEP/CNPq B/28/79/002 e FINEP/CNPq/INPE B/5481/042/00/00.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- DALEY, R. The development of efficient time integration schemes using model normal modes. *Monthly Weather Review*, 108(1):100-110, jan. 1980.
- . Normal mode initialization. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 19(3):450-468, aug. 1981.
- ELIASSEN, E.; MACHENHAUER, B.; RASMUSSEN, E. *On a numerical method for integration of the hydrodynamical equations with a spectral representation of the horizontal fields*. Copenhagen, Copenhagen University, Institute of Theoretical Meteorology, 1970 35 p. (Report nº 2).
- FLATTERY, T.W. Spectral models for global analysis and forecasting. In: AIR WEATHER SERVICE TECHNICAL EXCHANGE CONFERENCE, G., Annapolis, MA., US. Naval Academy, 1971. Washington, DC, Air Weather Service, 1971, p. 42-54. (AWS Technical Report nº 242).
- HOSKINS, B.J.; SIMMONS, A.J.; ANDREWS, D.G. Energy dispersion in a barotropic atmosphere. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 103(438): 553-567, oct. 1977.
- KASAHARA, A. Further studies on a spectral model of the global barotropic primitive equations with Hough harmonic expansion. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(11):2043-2051, nov. 1978.
- . Normal modes of ultralong waves in the atmosphere. *Monthly Weather Review*, 104(6):669,690, june, 1976.
- . Numerical integration of the global barotropic primitive equations with Hough harmonic expansions. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 34(5):687-701, may, 1977.
- LEITH, C. Non-linear normal mode initialization and quasi-geostrophic theory. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 37(5):958-968, may, 1980.
- LONGUET-HIGGINS, M.S. The eigenfunctions of Laplace's tidal equations over a sphere. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 262(A1132):511-607, feb. 1968.
- ROSSBY, C.G. On the mutual adjustment of pressure and velocity distributions in certain simple current systems. *Journal of Marine Research*, 1(3):239-263, aug., 1938.
- SILVA DIAS, P.L.; SCHUBERT, W.H. *The dynamics of equatorial mass-flow adjustment*. Fort Collins, CO, Colorado State University, Department of Atmospheric Science, june, 1979. 203 p. (Atmospheric Science Paper nº 312).
- WILLIAMSON, D.L.; DICKINSON, R.E. Free oscillations of a discrete stratified fluid with applications to numerical prediction. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 29(4):623-640, may, 1972.